

Diplomarbeit

Charakterisierung der Dynamik eines  
Diodengepumpten Kurzpulslaserverstärkers



Jörg Körner

Institut für Optik und Quantenelektronik

Arbeitsgruppe Polaris

Friedrich - Schiller - Universität Jena

19. August 2009

Erstgutachter: Prof. Kaluza

Zweitgutachter: Dr. Hein

Tag der Verleihung des Diploms:

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>I</b>	<b>Vorbetrachtungen</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Pumpen mit Laserdioden</b>	<b>3</b>
2.1	Funktionsweise und Aufbau eines Laserdiodenmoduls . . . . .	3
2.2	Ausgangsparameter der verwendeten Laserdiodenmodule . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Ytterbium dotierte Lasermaterialien</b>	<b>5</b>
3.1	Eigenschaften ausgewählter Materialien . . . . .	5
3.2	Eigenschaften von Yb:CaF <sub>2</sub> bei tiefen Temperaturen . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Numerische Berechnungen zum Verstärkungsprozess</b>	<b>9</b>
4.1	Ratengleichung . . . . .	9
4.2	Der Pumpvorgang . . . . .	10
4.2.1	Berechnungsmodell . . . . .	10
4.2.2	Ergebnisse der Simulation . . . . .	12
4.3	Energieextraktion . . . . .	14
4.3.1	Berechnungsmodell . . . . .	14
4.3.2	Simulationsergebnisse . . . . .	15
4.4	Effizienzbetrachtungen . . . . .	17
4.4.1	Pumpeffizienz . . . . .	17
4.4.2	Extraktionseffizienz . . . . .	18
4.5	Gültigkeitsbetrachtungen . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Strahlpropagation</b>	<b>19</b>
5.1	ABCD - Matrizen . . . . .	19
5.2	Astigmatismus am sphärischen Spiegel . . . . .	20
<b>6</b>	<b>Zerstörschwellen</b>	<b>21</b>
6.1	Zerstörmechanismen bei Nanosekundenpulsen . . . . .	22
6.2	Skalierung von Zerstörschwellen . . . . .	22
6.3	Zerstörung an Frontfläche . . . . .	23
<b>II</b>	<b>Vorexperimente</b>	<b>24</b>
<b>7</b>	<b>Verstärkungsmessungen</b>	<b>24</b>

<b>8</b>	<b>Experimente bei tiefen Temperaturen</b>	<b>27</b>
8.1	Aufbau eines Kryostaten für Experimente bei tiefen Temperaturen . . . . .	27
8.2	Probenhalter für Einsatz im Kryostaten . . . . .	28
8.3	Kühlverhalten . . . . .	29
8.4	Absorbierte Wärmemenge beim Laserdiodenpumpen . . . . .	30
<b>9</b>	<b>Zerstörschwellenmessung</b>	<b>31</b>
9.1	Messungen mit “Infinity”-Lasersystem . . . . .	31
9.1.1	Kalibrierung des Energiedetektors . . . . .	32
9.1.2	Messung des Strahlprofils . . . . .	32
9.1.3	Zerstörschwellenbestimmung . . . . .	33
9.2	Zerstörschwellenmessung bei kryogenen Temperaturen für Yb:CaF <sub>2</sub> . . . . .	36
9.2.1	Ziel der Messungen und Fehlerbetrachtung . . . . .	38
9.2.2	Auswertung der Ergebnisse . . . . .	38
<b>III</b>	<b>Das Lasersystem</b>	<b>42</b>
<b>10</b>	<b>Die Oszillator Stufe</b>	<b>42</b>
10.1	Aufbau . . . . .	42
10.2	Funktionsweise . . . . .	43
10.3	Ausgangsparameter . . . . .	44
<b>11</b>	<b>Stufe 1</b>	<b>45</b>
11.1	Aufbau und Funktionsweise . . . . .	45
11.2	Ausgangsparameter und Dynamik . . . . .	47
<b>12</b>	<b>Relay Imaging Verstärker</b>	<b>48</b>
12.1	Funktionsweise von Relay Imaging . . . . .	48
12.2	Betrachtungen zum Astigmatismus . . . . .	49
12.3	Designüberlegungen . . . . .	51
12.4	Justage . . . . .	53
12.5	Aufbau Resonator . . . . .	53
12.6	Messungen mit Yb:Glas . . . . .	54
12.6.1	Yb:FP-Glas mit 1,3 cm Dicke . . . . .	54
12.6.2	Yb:FP-Glas mit 6mm Dicke . . . . .	60
12.6.3	Ergebnisse der Experimente zur Verstärkung mittels Yb:FP-Glas bei Raumtemperatur . . . . .	62
12.7	Experimente bei kryogenen Temperaturen . . . . .	62
12.7.1	Aufbau . . . . .	62

12.7.2 Yb:CaF <sub>2</sub> . . . . .	62
12.7.3 Yb:FP-Glas . . . . .	65
<b>13 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>66</b>
 <b>IV Anhang</b>	 <b>I</b>
<b>14 Formelzeichen</b>	<b>I</b>
<b>15 Abkürzungen</b>	<b>III</b>
<b>16 Matlab Codeauszug zur Inversionsberechnug</b>	<b>IV</b>
<b>Literatur</b>	<b>VI</b>

# 1 Einleitung

Diodengepumpte Hochleistungslaserverstärker erreichen heute Spitzenleistungen von mehr als einem Petawatt. Fokussiert auf wenige Quadratmikrometer sind die dadurch erreichten Feldstärken so hoch, dass bei der Interaktion der Laserstrahlung mit Materie ultrarelativistische Effekte auftreten. Diese ermöglichen es, Laser als Teilchenbeschleuniger zu verwenden. Die noch junge Disziplin der relativistischen Laser-Plasma Physik beschäftigt sich mit diesem Vorgang. Für die so erzeugte Strahlung zeichnen sich bereits heute eine Reihe von möglichen Anwendungen, wie die der Einsatz in der Medizin oder als Vorstufe für herkömmliche Teilchenbeschleuniger, ab. Entscheidender Vorteil der diodengepumpten Systeme ist die im Vergleich zu konventionellen blitzlampengepumpten Systemen ein wesentlich geringerer Wärmeeintrag in das Lasermaterial, was höhere Repetitionsraten ermöglicht.

Die Anwendungsmöglichkeiten solcher Hochleistungslaser beschränkt sich jedoch nicht auf die Laserplasmaphysik. Insbesondere der Einsatz in der Forschung zur Laser - Trägheitsfusion, wie dem HiPER-Programm [10], ist ein vielversprechendes Zukunftsszenario, jedoch sind heutige Systeme dafür noch ungeeignet. Für das Erreichen der notwendigen Pulsenergien, im Bereich von einigen hunderttausend Joule müssen neue Verstärkerlayouts entworfen werden. Auch der Punkt Effizienz rückt sowohl für die Reduktion der Kosten als auch für das Erreichen eines Nettoenergiegewinns mehr und mehr in den Vordergrund.

Energiedichten bis hin in den Exawatt - Bereich versprechen zudem die Möglichkeit, bisher noch nicht untersuchbare Effekte zu beobachten. Hierzu gehört insbesondere die Generierung von Elektron - Positron Paaren aus Vakuumfluktuationen.

Die meisten großen diodengepumpten Lasersysteme setzen auf mit Ytterbium dotierte Verstärkermaterialien: POLARIS auf Yb:FP-Glas [16], LUCIA auf Yb:YAG [14] und MERCURY auf Yb:S-FAP [7]. Durch die hohe Lebensdauer des angeregten Zustandes in diesen Materialien [28], ist es möglich deutlich länger zu Pumpen und so mit weniger Laserdioden die selbe Energie im Material zu deponieren.

Der Gegenstand dieser Arbeit ist es Techniken zu untersuchen, die sowohl für die Integration in das bestehende POLARIS Lasersystem, als auch für den Aufbau von Hochleistungslasern der nächsten Generation dienen. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein dreistufiges diodengepumptes Lasersystem aufgebaut. Die ersten Stufen dienen vor allem der Bereitstellung von stabilen Pulsen und verwenden Ytterbium dotiertes Fluorid-Phosphat-Glas (Yb:FP-Glas) und Ytterbium dotiertes Yttrium Aluminium Granat (Yb:YAG). Die dritte Stufe ist ein Relay Imaging Verstärker und stellt den Schwerpunkt dieser Arbeit dar.

Dem praktischen Aufbau des Lasersystems geht eine numerische Untersuchung des Laserprozesses in den untersuchten Materialien und eine Reihe von Vorexperimenten voraus, um Erkenntnisse für den Aufbau der hier beschriebenen und ähnlicher Verstärkerstufen zu erlangen.

Die numerischen Berechnungen behandeln sowohl das optische Pumpen der Lasermaterialien, als auch die Extraktion der deponierten Energie und führen zu Aussagen über Skalierung und Betriebsparameter derartiger Verstärker. Hinzu kommt eine auf diesen Rechnungen basierende Betrachtung zu den theoretisch erreichbaren Effizienzen. Den Simulationen zum Laserprozess schließt sich eine numerische Untersuchung zum durch die Verstärkeranordnung entstehenden Astigmatismus an.

In den Vorexperimenten werden Aussagen über die wellenlängenabhängige Verstärkung der Lasermaterialien und die Zerstörschwellen in Bezug auf Einwirkung von Laserstrahlung auf verschiedene Proben von Yb:CaF<sub>2</sub> vergleichend mit BK7 und Quarzglas gemacht.

Da in der vergangenen Zeit durch Kühlung z.B. von Yb:YAG auf Temperaturen im Bereich von flüssig Stickstoff eine signifikante Erhöhung der optisch zu optisch Effizienz demonstriert wurde [27], wird ebenfalls eine kryogene Kühlung von Lasermedien auf -150 °C bis -160°C in verschiedenen Tests durchgeführt. Die Untersuchungen umfassen die vergleichende numerische Simulation für Yb:CaF<sub>2</sub>, den Aufbau eines mit flüssigem Stickstoff betriebenen Kryostaten zur Kühlung von Verstärkermedien, Tests zu Zerstörschwellen und zum Eintrag von Wärme durch optisches Pumpen.

Mit dem Aufbau der dritten Stufe werden die Erkenntniss aus den vorigen Teilen umgesetzt. Es werden verschiedene für den Einsatz am POLARIS System in Frage kommende Pumpanordnungen mit Yb:FP-Glas bei Raumtemperatur auf ihre Eigenschaften bezüglich Strahlprofil und Verstärkung untersucht. Für die vielversprechendste Variante wird außerdem ein Langzeittest zur Energiestabilität durchgeführt.

In einem weiteren Test werden erste Versuche zur Verstärkung bei kryogenen Temperaturen mit Yb:CaF<sub>2</sub> und Yb:Glas unternommen. Der Kryostat wird zu diesem Zweck mit der zweiten Verstärkerstufe kombiniert, die nun auch mit kryogen gekühlten Medien betrieben werden kann.

## Teil I

# Vorbetrachtungen

## 2 Pumpen mit Laserdioden

### 2.1 Funktionsweise und Aufbau eines Laserdiodenmoduls

Der Grundaufbau einer Laserdiode besteht aus einer n- und einer p-leitenden Schicht des selben Halbleitermaterials. Bei hohem Strom entsteht in der Zwischenzone eine seitlich emittierende aktive Zone. Der Laserresonator wird durch zwei planparallele Stirnflächen gebildet, die zum Beispiel durch Spalten eines Kristalls erhalten werden können. Die anderen Flächen werden mattiert, damit keine unerwünschten Reflexionen auftreten. Diodenlaser auf Basis dieses Grundprinzips bieten jedoch schlechte Voraussetzung zum Pumpen anderer Laser, da ihr Strahl nicht innerhalb der Laserdiode geführt und divergent ist. Zusätzlich wird ein extrem hoher Schwellenstrom bis zur Lasertätigkeit benötigt.

Eine Weiterentwicklung dieses Grundprinzips stellt ein so genannter Streifenlaser dar. Bei diesem werden verschiedene Materialien mit unterschiedlichem Brechungsindex geschichtet übereinander verbaut. Der entstehende Sprung im Brechungsindex führt zu einer guten vertikalen Führung des Laserstrahls. Durch die stark abgeschwächten Verluste innerhalb des Resonators sinken auch die Schwellstromdichten deutlich. Zusätzlich ist die seitliche Struktur der Diode so ausgelegt, dass der Strom nur in einem schmalen Bereich fließen kann. Dies führt zu einem Verstärkungskorridor, in dem sich die Laserstrahlung geführt durch den Verstärkungsgradienten ausbildet, was wiederum zu reduzierten Verlusten und niedrigen Schwellströmen führt. Durch die nun allseitige Strahlführung ist der entstehende Strahl zusätzlich deutlich weniger divergent.

Um hohe Ausgangsleistungen zu erzielen, ist ein einzelner Emitter noch nicht ausreichend. Durch Anordnung mehrerer in einer Barren (Abb. 1) genannten Einheit mit gemeinsamen Spannungsanschlüssen sind heute Ausgangsleistungen von über 200 W aus einem einzelnen Barren im kontinuierlichen Betrieb möglich [15]. Im gepulsten Betrieb lassen sich noch höhere Leistungen erreichen. Als Materialien für das Pumpen von Lasern im Bereich von 900 bis 1000 nm eignet sich vor allem GaAs und GaAlAs [15].

Für das optische Pumpen von Hochleistungsfestkörperlaserverstärkern ist eine beträchtliche Anzahl solcher Hochleistungsbarren notwendig. Das POLARIS-System zum Beispiel wird mit insgesamt über 6000 solcher Hochleistungsdiodenbarren betrieben [16]. Um eine größere Systemkompaktheit zu erreichen, werden mehrere solcher Barren übereinander geschichtet und bilden nun einen Laserdiodenstapel. In den verwendeten Pumpmodulen (Abb. 2) mit je einem Laserdiodenstapel a 25 Barren verfügt zudem jeder einzelne Barren über



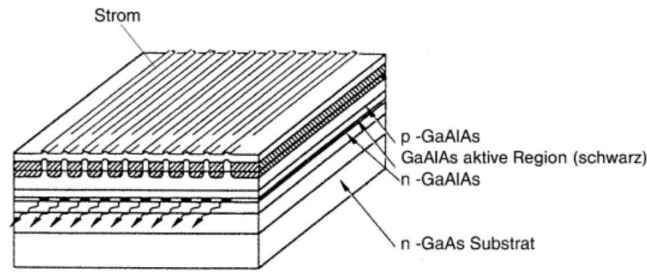


Abbildung 1: Aufbau eines Laserdiodenbarrens (Quelle [15])

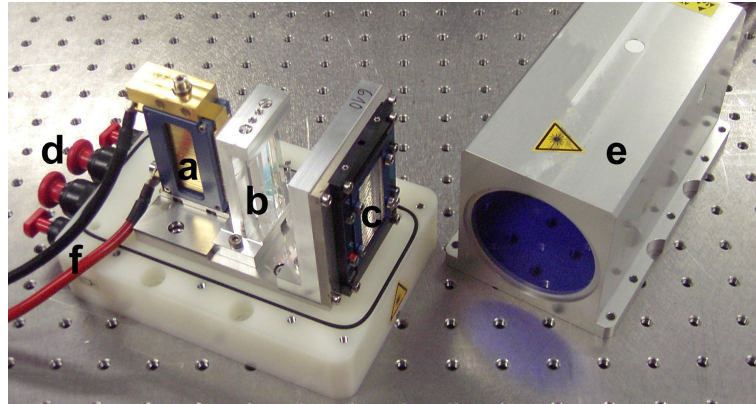


Abbildung 2: Aufbau eines Laserdiodenmoduls, wie es bei POLARIS verwendet wird, (a) Laserdiodenstapel, (b) Prismen, (c) Linsensystem, (d) Wasser- und Stickstoffanschlüsse, (e) Gehäuse

eine Mikrolinse zu Kollimation der vertikalen Strahlachse. Durch eine nachfolgende Anordnung von drei Prismen werden die äußeren Teile des von den einzelnen Barren erzeugten Laserlichts in die vertikalen Zwischenräume zwischen den einzelnen Strahlen umgelenkt. Ein weiteres System mit drei Prismen pro Barren parallelisiert die Strahlteile anschließend. Durch diese Maßnahme wird ein kompakteres Strahlprofil erzeugt. Die Kühlung der Diodenbarren erfolgt über Wasserdurchfluss durch den Stapel, wobei die Temperatur des Wassers über den verwendeten externen Kühler geregelt wird.

## 2.2 Ausgangsparameter der verwendeten Laserdiodenmodule

Es werden in den beschriebenen Versuchen zwei unterschiedliche Laserdiodenmodultypen verwendet, die im Aufbau identisch sind, aber unterschiedliche Ausgangsleistungen bringen können. Beide Typen besitzen eine Laserschwelle von etwa 12 A. Die Ausgangsleistung nimmt dann linear mit dem Strom zu und erreicht für die 2,5 kW Module für 150 A ihr Maximum und für die 4,5 kW Module bei einem Strom von 200 A. Diese Leistungen können nur innerhalb eines gepulsten Betriebes von wenigen Millisekunden pro Puls und einer Wiederholrate von wenigen Herz aufrecht erhalten werden.

Das Ausgangsstrahlprofil weist eine geringe Divergenz auf und ist in der schnellen Achse

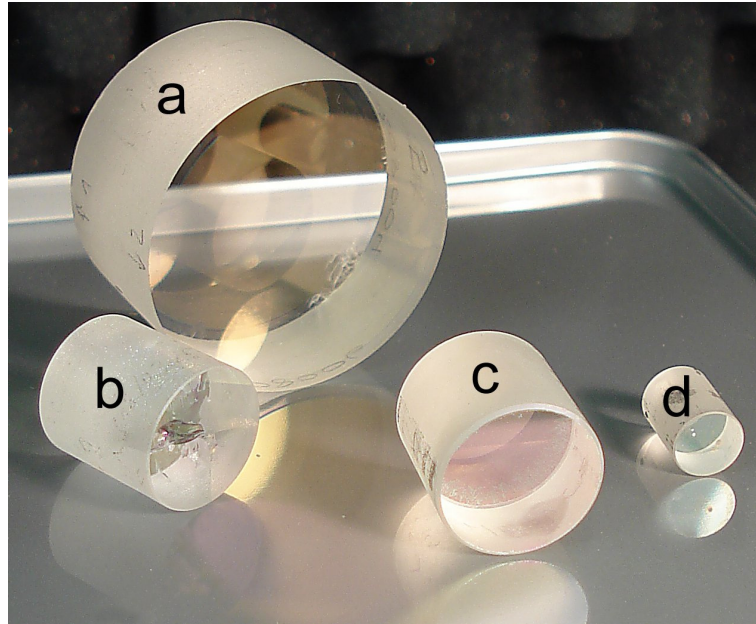


Abbildung 3: verschiedene Ytterbium dotierte Laserkristalle, wie sie im Verstärkersystem verwendet werden, a) Yb:CaF<sub>2</sub>, b) Yb:FP-Glas, zerstört durch thermische Spannungen bei Erprobung höherer Repetitionsraten, c) Yb:FP-Glas, d) Yb:YAG

über den gesamten Leistungsbereich nahezu konstant. In der langsamen Achse ist eine leichte Erhöhung der Divergenz mit dem Eingangsstrom zu beobachten. Ursache ist die Vergrößerung der verstärkenden Zone innerhalb der einzelnen Streifendioden der Barren durch die erhöhte Anregung.

Die Zentralwellenlänge der emittierten Strahlung ist temperaturabhängig und kann über einen Bereich von wenigen Nanometern mit den vorhandenen Wasserkühlern eingestellt werden. Die erreichbaren Wellenlängen liegen um 940 nm. Die spektrale Breite beträgt wenige Nanometer und ist zudem abhängig von der Pumpdauer [28].

### 3 Ytterbium dotierte Lasermaterialien

#### 3.1 Eigenschaften ausgewählter Materialien

Gegenstand dieser Arbeit sind Ytterbium dotierte Festkörperlaser. Der Laserprozess wird bei diesen Lasern durch das Seltenerdmetallion Yb<sup>3+</sup> getragen. Dieses wird in Spuren in transparente Wirtsmaterialien eingebracht. Im Rahmen dieser Arbeit werden als Wirtsmaterialien Glas, Yttrium Aluminium Granat (YAG) und Kalziumfluorid verwendet (Abb. 3). In Abhängigkeit vom Wirtsmaterial verschieben sich die für den Laser und den Pumpprozess relevanten Energieniveaus, wodurch für jedes Material andere Eigenschaften innerhalb eines Lasersystems zu beachten sind.

Yb:YAG fällt im Vergleich zu den anderen verwendeten Materialien durch einen hohen

	Yb:YAG	Yb:FP-Glas	Yb:CaF <sub>2</sub>
$\sigma_e(1030nm)$ in $10^{-20}cm^2$	1,9 [24]	0,43[33]	0,24 [6]
$\sigma_a(1030nm)$ in $10^{-20}cm^2$	0,12 [24]	0,015[33]	0,02[6]
$\sigma_a(940nm)$ in $10^{-20}cm^2$	0,7 [24]	0,29 [33]	0,17[6]
$\tau_f$ in $ms$ [28]	0,95	1,4	2,4
$\Lambda$ in $\frac{W}{cmK}$ [28]	0,14	0,009	0,1
$F_{sat}(1030nm)$ in $\frac{J}{cm^2}$	9,6	43,4	74

Tabelle 1: Eigenschaften verschiedener Ytterbium dotierter Lasermedien

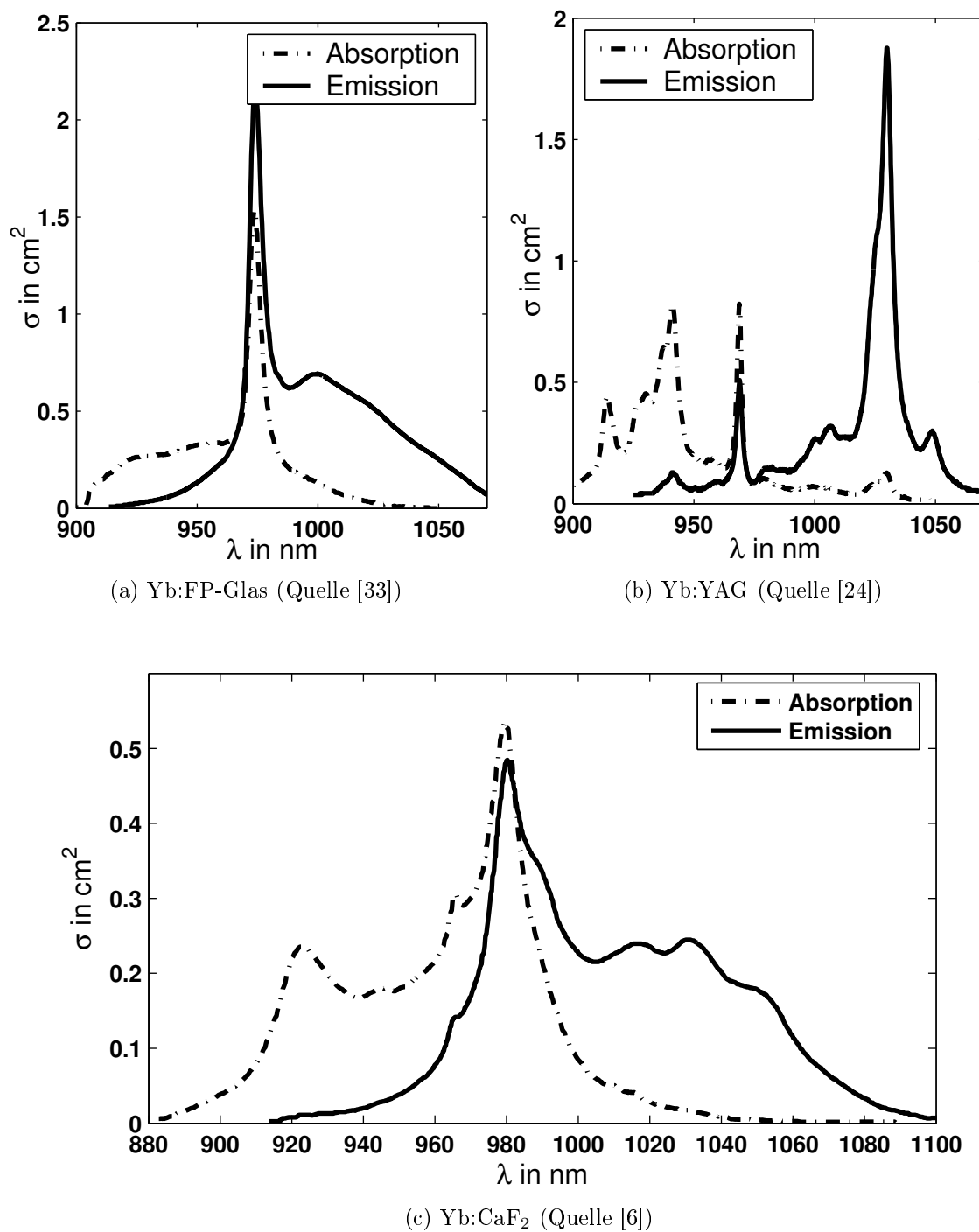
Emissionswirkungsquerschnitt  $\sigma_e$  bei 1030 nm auf. Dadurch können höhere Verstärkungsfaktoren erzielt werden. Gleichzeitig ist dadurch auch die Sättigungsfluenz

$$F_{sat} = \frac{hc}{(\sigma_e + \sigma_a)\lambda} \quad (1)$$

, wobei  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\sigma_a$  der Absorptionswirkungsquerschnitt und  $\lambda$  die Wellenlänge ist, auf der Laserwellenlänge gering. Diese gibt an, bei welcher Fluenz, die Verstärkung des Lasermediums auf das  $\frac{1}{e}$ -fache abgefallen ist [26]. Da dies gleichzeitig bedeutet, dass ein Großteil der im Material verfügbaren Energie extrahiert wird, ist sie gleichzeitig ein Maß dafür, in welchem Bereich die extrahierte Fluenz liegen muss, um eine effiziente Extraktion zu erreichen. Eine niedrige Sättigungsfluenz ist demnach in Bezug auf Erreichen dieser ohne Überschreiten der Zerstörschwelle vorteilhaft. Nachteilig für die Verwendung von Yb:YAG sind die vergleichsweise schmalen Bandbreiten bei Emission und Absorption (Abb. 4b). Auch die Anforderungen an die Pumpmodule steigen durch die schmale Absorptionsbandbreite deutlich an.

Anders als Yb:YAG sind Yb:FP-Glas (Abb. 4a) und Yb:CaF<sub>2</sub> (Abb. 4c) dazu in der Lage über eine hohe Bandbreite zu absorbieren und auch zu verstärken. Allerdings funktioniert dies nur mit deutlich kleinerem Emissionswirkungsquerschnitt, was viele Materialdurchgänge des Laserstrahls für ausreichende Verstärkung erfordert. In Folge des kleineren Emissionswirkungsquerschnittes ist die Sättigungsfluenz im Vergleich zu Yb:YAG deutlich erhöht, wodurch ohne besondere Vorkehrung bei höheren Pumpleistungen die gespeicherte Energie für Pulse im Nanosekundenbereich nicht extrahierbar ist. In thermischen Eigenschaften ist Glas YAG unterlegen. CaF<sub>2</sub> weist im Vergleich zu Glas aber eine deutlich bessere Wärmeleitfähigkeit auf, die fast die von YAG erreicht.

Gemeinsam ist den hier beschriebenen Materialien eine im Vergleich zu anderen Lasermaterialien sehr hohe Lebensdauer des angeregten Zustandes. Von den hier beschriebenen Materialien ist Yb:CaF<sub>2</sub> dabei den anderen weit überlegen. Die hohen Lebenszeiten prädestinieren diese Materialien für das Pumpen mit Laserdioden. Da die Materialien mit der selben

Abbildung 4: Wirkungsquerschnitte von Yb:FP-Glas, Yb:YAG und Yb:CaF<sub>2</sub>

	Yb:CaF <sub>2</sub> (100K)
$\sigma_e(1030nm)$ in $10^{-20}cm^2$	0,445 [29]
$\sigma_a(1030nm)$ in $10^{-20}cm^2$	0,0006 [29]
$\sigma_a(940nm)$ in $10^{-20}cm^2$	0,21 [29]
$\tau_f$ in $ms$	?
$\Lambda$ in $\frac{W}{cmK}$	0,42 [30]
$F_{sat}$ in $\frac{J}{cm^2}$	43,3

Tabelle 2: Eigenschaften von Yb:CaF<sub>2</sub> bei 100 K

Wellenlänge von 940 nm gepumpt werden können und bei 1030 emittieren, ist ein vergleichender Einsatz innerhalb eines Verstärkersystems möglich. Tabelle 1 enthält einige Kennzahlen für die beschriebenen Materialien.

Nachteil der Lasermedien ist, dass die unteren Energieniveaus bei Zimmertemperatur thermisch besetzt sind, wodurch lediglich ein quasi Drei-Niveau-Schema realisiert werden kann. Umgehen lässt sich dieser Nachteil durch Kühlen auf tiefe Temperaturen, wodurch die unteren Laserniveaus entvölkert werden und sich ein Vier-Niveau-Schema ausbildet.

### 3.2 Eigenschaften von Yb:CaF<sub>2</sub> bei tiefen Temperaturen

Kühlt man Yb:CaF<sub>2</sub> ab, verändert sich die thermische Besetzung der am Laserprozess beteiligten Energieniveaus. Das untere Laserniveau wird nahezu entvölkert. Energie, die bei Zimmertemperatur zum Ausbleichen benötigt wird, steht nun für den Laserprozess zur Verfügung. Der Emissionswirkungsquerschnitt ist im Vergleich zu Raumtemperatur fast verdoppelt, was zu einer drastisch reduzierten Sättigungsfluenz führt (Tabelle 2) und eine erhöhte Verstärkung pro Durchgang ermöglicht. Insgesamt ermöglichen es die Änderungen in den Wirkungsquerschnitten Yb:CaF<sub>2</sub> im Vergleich zu Zimmertemperatur wesentlich effizienter und mit höherer Verstärkung zu betreiben (siehe 4.3.2 und 4.4).

Neben den Wirkungsquerschnitten ändern sich weitere Materialparameter. Für den Betrieb von Lasern ist die Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit um mehr als das Vierfache bei Kühlung auf 100 K von Bedeutung (Abb. 5). Das ermöglicht in Verbindung mit einem geeigneten Kühlsystem eine sehr schnelle Abführung im Material verbleibender Abwärme und lässt höhere Repetitionsraten zu.

Ähnlich positive Veränderungen sind auch für Yb:YAG zu erwarten [29]. Für Yb:FP-Glas sind die Auswirkungen kryogener Kühlung noch unbekannt.

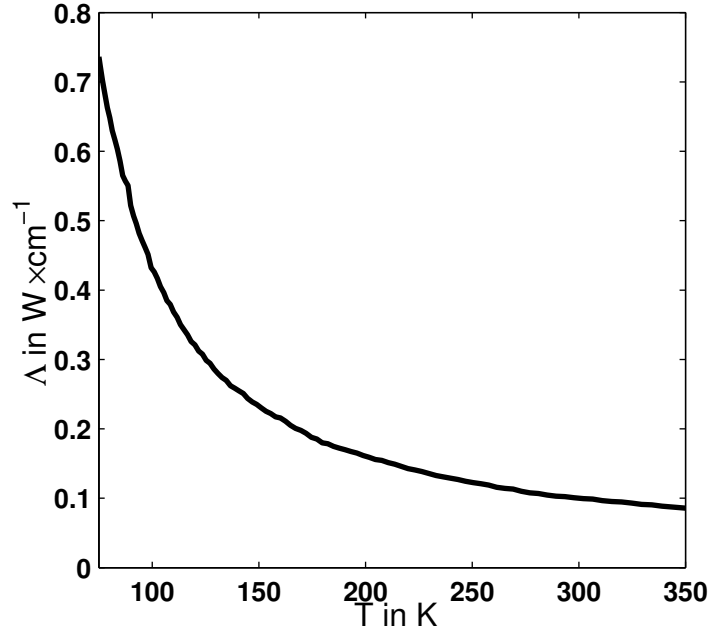


Abbildung 5: Wärmeleitfähigkeit von  $\text{CaF}_2$  in Abhängigkeit von der Temperatur

## 4 Numerische Berechnungen zum Verstärkungsprozess

### 4.1 Ratengleichung

Um eine Vorstellung zu bekommen, wie sich ein Lasersystem in Abhängigkeit von den Eigenschaften des Lasermaterials, der Resonatoranordnung und der Pumpanordnung verhält, sollen an dieser Stelle zunächst einige Berechnungen durchgeführt werden, die darüber Aufschluss geben. Die hier beschriebenen Simulationen sind dabei an die in [25] beschriebenen Modelle angelehnt.

Als Grundlagen für weitere Betrachtungen dienen die Ratengleichungen:

$$\frac{dN_o}{dt} = R \cdot (N_u - f_o N_o) - \frac{N_o}{\tau_f} - \sigma_e \frac{c}{n} \phi \cdot (N_o - f_u N_u) \quad (2)$$

$$\frac{dN_u}{dt} = R \cdot (f_o N_o - N_u) + \frac{N_o}{\tau_f} - \sigma_e \frac{c}{n} \phi \cdot (f_u N_u - N_o) \quad (3)$$

Mit

$$R = \frac{I_p}{I_{sat} \tau_f} \quad (4)$$

$$I_{sat} = \frac{hc}{(\sigma_a + \sigma_e) \lambda \tau_f} \quad (5)$$

Hierbei ist  $N$  die Teilchendichte,  $t$  die Zeit,  $R$  die Pumprate,  $f$  die thermische Beset-

zungswahrscheinlichkeit,  $\tau_f$  die Fluoreszenzlebensdauer,  $n$  der Brechungsindex,  $I_p$  die Pumpintensität und  $I_{sat}$  die Sättigungsintensität. “u” bezeichnet das untere Niveau und “o” das obere. Die Sättigungsintensität gibt an, bei welcher Intensität die Absorption für dauerhaftes Pumpen auf die Hälfte absinkt.

Um die Ratengleichungen im Rahmen eines numerischen Modells besser behandeln zu können, ist es hilfreich einige Umformungen vorzunehmen und neue Größen einzuführen:

$$N_{dot} = N_o + N_u$$

$$\beta = \frac{N_o}{N_{dot}}$$

$N_{dot}$  ist die Teilchendichte der  $\text{Yb}^{3+}$  - Ionen im Material,  $\beta$  die Besetzungsinversion. Aufgrund des Dreiniveauschemas wird die effektive Sättigungsintensität im Material in Abhängigkeit von der thermischen Besetzung des unteren Niveaus reduziert  $I_{sat}^* = \frac{I_{sat}}{1+f_u}$ , was zu einer ebenfalls reduzierten effektiven Pumprate  $R^* = \frac{R}{1+f_o}$  führt.

Weiter lassen sich innerhalb eines Dreiniveauschemas die maximal erreichbare Inversion  $\beta_{max}$  und die zum Ausbleichen auf der Laserwellenlänge benötigte Inversion  $\beta_{min}$  folgendermaßen angeben:

$$\beta_{min} = \frac{f_u}{1 + f_u} = \frac{\sigma_{al}}{\sigma_{al} + \sigma_{el}} \quad (6)$$

$$\beta_{max} = \frac{1}{1 + f_o} \quad (7)$$

Das tiefgesetzte “l” steht hierbei für die Wirkungsquerschnitte bei Laserwellenlänge.

Man erhält für 2:

$$\frac{\partial \beta(z, t)}{\partial t} = R^*(z, t) \cdot (\beta_{max} - \beta(z, t)) - \frac{\beta(z, t)}{\tau_f} - \sigma_{el} \frac{c}{n} \phi \frac{\beta(z, t) - \beta_{min}}{1 - \beta_{min}} \quad (8)$$

Es ist zu beachten, dass sowohl  $\beta$  als auch  $R^*$  vom Ort  $z$  und der Zeit abhängig sind. Eine genauere Untersuchung erfolgt für die Prozesse während des Laserbetriebs am Beispiel eines gepulsten Multipassverstärkers. Die für die Simulation notwendigen Wirkungsquerschnitte stammen für Yb:YAG aus [24], für Yb:FP-Glas aus [33] und Yb:CaF<sub>2</sub> aus [29].

## 4.2 Der Pumpvorgang

### 4.2.1 Berechnungsmodell

Für den Pumpvorgang ist es, unter der Annahme, dass während des Pumpens kein extrahierendes Feld durch das Material propagiert, möglich, (8) weiter zu vereinfachen:

$$\frac{\partial \beta(z, t)}{\partial t} = R^*(z, t) \cdot (\beta_{max} - \beta(z, t)) - \frac{\beta(z, t)}{\tau_f} \quad (9)$$

Weiter ist bei den verwendeten Lasermaterialien die thermische Besetzung des oberen Pumpniveaus vernachlässigbar klein. Somit gilt im Weiteren  $R \approx R^*$ ,  $\beta_{max} \approx 1$  und (9) vereinfacht sich weiter zu:

$$\frac{\partial \beta(z, t)}{\partial t} = R(z, t) \cdot (1 - \beta(z, t)) - \frac{\beta(z, t)}{\tau_f} \quad (10)$$

Hiermit ist eine Gleichung für die zeitliche Entwicklung der Inversion in Abhängigkeit von der Pumprate gefunden. Es gilt nun die Ortsabhängigkeit der Pumprate zu bestimmen. Man startet mit dem Lambert-Beerschen Gesetz:

$$\frac{\partial I_p(z, t)}{\partial z} = -a(z, t) I_p(z, t) \quad (11)$$

Der Absorptionskoeffizient  $a$  hängt von der Dichte der noch anregbaren Elektronen ab und kann in Abhängigkeit von der Dotierung und der bereits erzeugten Inversion geschrieben werden:

$$a(z, t) = \sigma_{ap} N_{dot} \cdot (\beta_{max} - \beta(z, t)) \quad (12)$$

Unter Verwendung von (4) erhält man aus (11) und (12):

$$\frac{\partial R(z, t)}{\partial z} = \sigma_{ap} N_{dot} \cdot (\beta_{max} - \beta(z, t)) R(z, t) \quad (13)$$

Das tiefgesetzte “ap” steht für die Verwendung des Absorptionswirkungsquerschnittes auf der Pumpwellenlänge.

Um den Pumpvorgang zu analysieren ist jetzt das Gleichsystem aus (10) und (13) zu lösen. Dies ist analytisch nicht mehr auf einfachem Wege möglich, weshalb an dieser Stelle eine numerische Lösung angesetzt wird.

Da es sich um ein Anfangswertproblem handelt mit  $R(0, t) = \frac{I_p(0, t)}{I_{sat} \tau_f} = f(t)$  und  $\beta(z, 0) = g(z)$  wobei  $f(t)$  und  $g(z)$  bekannt sind, bietet sich die Verwendung des Eulerschen Polygonzugverfahrens und der Trapezmethode an.

Die Trapezmethode geht für die örtliche Veränderung der Pumprate in eine besonders einfache Form über (Zeitabhängigkeit der Übersichtlichkeit halber weggelassen):



$$\begin{aligned}
R(z_{n+1}) &= R(z_n) + \frac{h_z \sigma_{ap} N_{dot}}{2} \\
&\cdot ((\beta_{max} - \beta(z_{n+1})) R(z_{n+1}) \\
&+ (\beta_{max} - \beta(z)) R(z_n))
\end{aligned} \tag{14}$$

$$\begin{aligned}
R(z_{n+1}) \left(1 - \frac{h_z \sigma_{ap} N_{dot}}{2}\right) &= R(z_n) + \frac{h_z \sigma_{ap} N_{dot}}{2} \cdot (\beta_{max} - \beta(z)) R(z_n)
\end{aligned} \tag{15}$$

$$R(z_{n+1}) = \frac{R(z_n) + \frac{h_z \sigma_{ap} N_{dot}}{2} \cdot (\beta_{max} - \beta(z)) R(z_n)}{1 - \frac{h_z \sigma_{ap} N_{dot}}{2} \cdot (\beta_{max} - \beta(z_{n+1}))} \tag{16}$$

$h_z$  ist hier die räumliche Schrittweite, die die Orte  $z_n$  und  $z_{n+1}$  voneinander trennt.

Mit (16) kann nun iterativ für alle Orte die Pumprate berechnet werden. Mit bekannter Pumprate kann nun in einem zweiten Schritt auch die Inversion mittels der Eulerschen Poligonzugmethode bestimmt werden:

$$\begin{aligned}
\beta(z, t_{n+1}) &= \beta(z, t_n) + h_t \frac{\partial \beta(z, t)}{\partial t} \\
&= \beta(z, t_n) + h_t R(z, t_n) \cdot (1 - \beta(z, t)) - \frac{\beta(z, t)}{\tau_f}
\end{aligned} \tag{17}$$

$h_t$  ist analog zum räumlichen Fall die zeitliche Schrittweite.

Da mit  $\beta$  auch  $R$  zeitabhängig ist, muss auch  $R$  nach jedem Zeitschritt mit dem vorher berechneten  $\beta$  neu berechnet werden. Für immer kleinere Schrittweiten  $h_z$  und  $h_t$  konvergiert dieser numerische Ansatz gegen die gesuchte Lösung.

Zur Durchführung der Berechnungen wurde ein Matlab - Script angefertigt. Die zeitliche Form der Pumppulse wird im Folgenden als rechteckig angenommen.

Auch der Fall des beidseitigen Pumpens wurde für diese Rechnungen berücksichtigt. Die Rechnung ändert sich hierfür nicht, lediglich wird bei jedem Zeitschritt zur Berechnung der Pumprate, nach Ermittlung für einseitiges Pumpen, das Ergebnis für die Pumprate an der Mitte des Kristalls gespiegelt und mit der Pumprate für den einseitigen Fall aufsummiert. Das ist möglich, da zu einem festen Zeitpunkt keine Interaktion zwischen verschiedenen Pumpquellen auftritt und das Problem symmetrisch zur Kristallmitte ist.

#### 4.2.2 Ergebnisse der Simulation

Betrachtet man die zeitliche Entwicklung des axialen Pumpprofils in Abb. 6 wird ersichtlich, dass nach einer gewissen Zeit kaum noch eine Veränderung der Inversion feststellbar ist. Dies begründet sich darauf, dass sich durch spontane Emission abgestrahlte und ins Material ge-

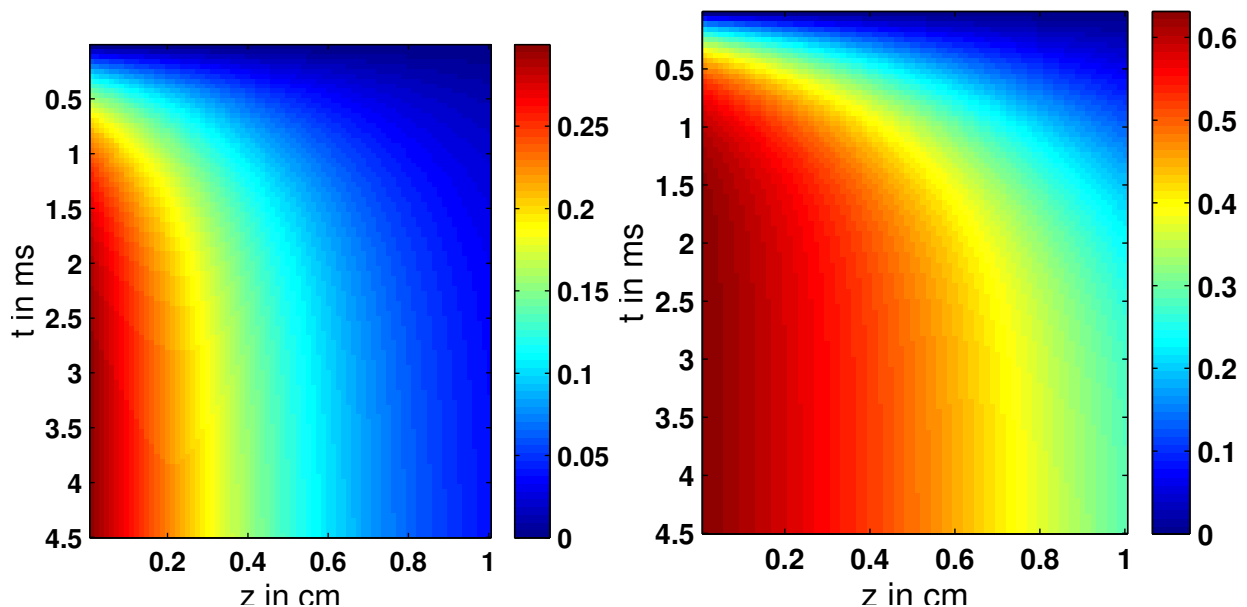


Abbildung 6: Berechnungen zur zeitlichen Entwicklung der Inversion entlang der optischen Achse für einseitiges Pumpen am Beispiel von mit 3 at. % Yb:YAG mit  $15 \frac{kW}{cm^2}$  (links) und  $60 \frac{kW}{cm^2}$  (rechts)

pumpt Energie die Waage halten. Es ist deshalb nicht sinnvoll, bei einem gepulsten Laser länger als etwa die doppelte Lebensdauer des angeregten Niveaus zu pumpen. Im berechneten Beispiel für Yb:YAG ist dieser Punkt bei etwa 1,6 ms erreicht. Ein effizienter Laserbetrieb wird nur für noch wesentlich kürzere Pumpzeiten im Bereich der Lebensdauer des Materials erreicht. In diesem Bereich ist eine noch annähernd lineare Zunahme der Pumpdichte innerhalb des Materials zu erkennen.

Weiter kann anhand der Berechnungen unter Kenntnis der angestrebten Parameter für Pumpdauer und Intensität einfach die optimale Länge für ein verwendetes Lasermedium bestimmt werden. Es sind zwei verschiedene Dinge zu beachten. Zum Einen muss möglichst viel Pumplicht im Material absorbiert werden und zum anderen muss überall mindestens ein Ausbleichen des Materials erreicht werden, also  $\beta \geq \beta_{min}$ . Im Fall des einseitigen Pumpens ist das genau die Materiallänge, bei der am Ende der Pumpzeit eine Inversion von  $\beta_{min}$  erreicht wird. Für das hier berechnete Yb:YAG beträgt diese nach (6) 0,11, was im Falle für niedrige Pumpfluenszen einer Materiallänge von etwa 5 mm und im zweiten Fall einer Länge von über 10 mm bei jeweils ca. 1,5 ms Pumpdauer entspricht. Es muss deshalb beachtet werden, dass bei stark erhöhten Pumpintensitäten sich die ideale Länge des Materials ändert.

Für den Fall eines beidseitig gepumpten Systems ist eine Ermittlung der optimalen Länge nicht mehr so trivial möglich. Hier muss zusätzlich eine Effizienzrechnung erfolgen, wie sie in 4.4 beschrieben wird. Diese muss für verschiedene Längen berechnet werden. Anschließend kann die optimale Effizienz als Indikator für die optimale Länge verwendet werden. Gleiches gilt im Falle von Pumpanordnungen mit mehreren Materialdurchgängen.

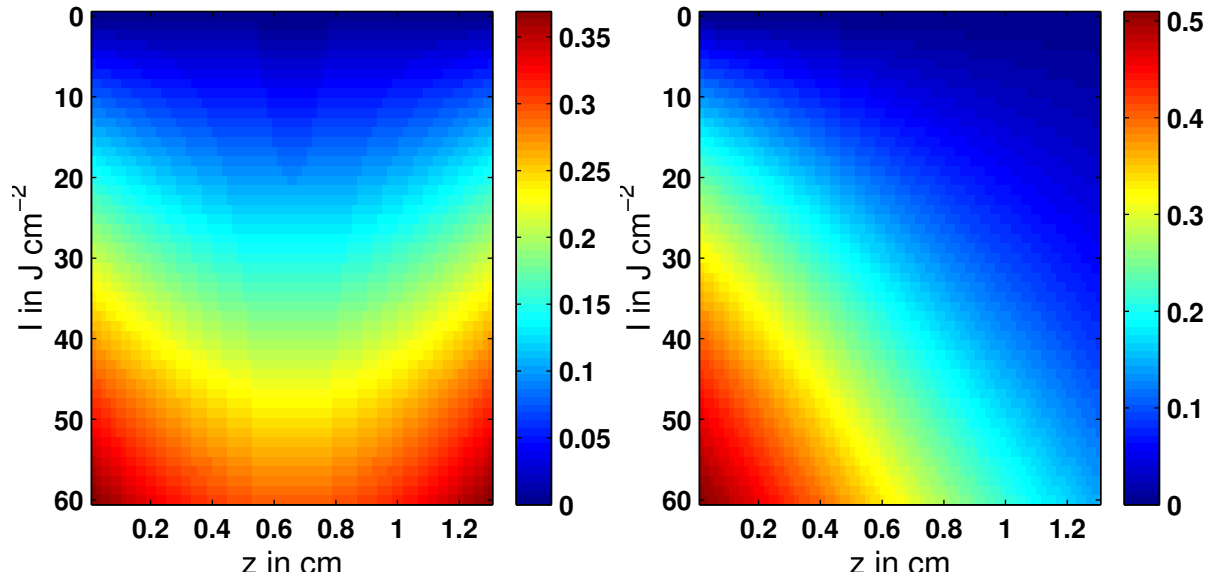


Abbildung 7: Berechnungen zur axialen Inversion in Abhängigkeit von der Pumpenergie für mit  $6,0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  dotiertes Yb:FP-Glas mit einer Pumpdauer von 2ms. Sämtliche Parameter stimmen mit denen im realen Versuch in etwa überein. links: beidseitig gepumpt, rechts: einseitig gepumpt

Bei zweiseitigem Pumpen erhält man im Vergleich zum einseitig gepumpten Fall ein wesentlich homogeneres Pumpprofil (Abb. 7). Das ist von Vorteil, da so auch die Verstärkung homogen im gesamten Material ist. Auch die Wärmeverteilung wird homogenisiert, was zu geringeren Gradienten und Maximaltemperaturen führt. Dies vermindert das Auftreten thermischer Linsen, als auch die Zerstörwahrscheinlichkeit des Materials durch thermische Spannungen. Wenn möglich sollte deshalb eine zweiseitige Pumpenanordnung vorgezogen werden.

## 4.3 Energieextraktion

### 4.3.1 Berechnungsmodell

Auch für das Extrahieren von Energie kann (2) deutlich vereinfacht werden. Es gilt  $R = R^* = 0$  (keine Pumpaktivität) und wie bereits im Pumpfall  $\beta_{max} \approx 1$ . Weiter können bei den hier berechneten Nanosekundenpulsen die Fluoreszenzvorgänge während der Extraktion vernachlässigt werden. Man erhält:

$$\frac{\partial \beta(z, t)}{\partial t} = -\sigma_{el} \frac{c}{n} \phi \frac{\beta(z, t) - \beta_{min}}{1 - \beta_{min}} \quad (18)$$

Bei der Berechnung der Verstärkung muss berücksichtigt werden, dass der Puls durch das Material propagiert. Durch die vorhergehenden Berechnungen liegt die Inversion innerhalb des Materials jeweils für dünne Materialscheibchen entsprechend der Schrittweite als konstant vor. Da die hier berechneten Pulslängen bis maximal 10 ns im Bereich von wenigen Metern

liegen und nur zwei Größenordnungen größer sind als die berechneten Materialien, ist es mit heutiger Rechentechnik problemlos möglich, auch den Laserpuls in kleinen Stücken der selben Schrittweite, wie der beim Material verwendeten, zu verarbeiten. Die Zeit, die ein Pulselement in einer Zelle verweilt ist dann mittels  $\tau_v = \frac{h_z}{c}$  zu berechnen. Vereinfacht kann man annehmen, dass ein Pulsanteil innerhalb eines Materialteils genau diese Zeit verweilt und dann “weitspringt”. Durch Anwendung der Eulerschen Polygonzugmethode auf (18) erhält man nun einen Ausdruck für die Änderung der Inversion innerhalb eines Zeitschritts:

$$\beta(z, t + \tau_v) = \beta(z, t) - \tau_v \sigma_{el} \frac{c}{n} \phi \frac{\beta(z, t) - \beta_{min}}{1 - \beta_{min}} \quad (19)$$

Die extrahierte Energie muss nun noch mittels

$$\phi(z, t + \tau_v) = \phi(z, t) + \tau_v N_{dot} \sigma_{el} \frac{c}{n} \phi \frac{\beta(z, t) - \beta_{min}}{1 - \beta_{min}} \quad (20)$$

bei der Photonendichte des Laserpulses in diesem Materialabschnitt berücksichtigt werden, welche anschließend in die nächste Zelle weiter wandert. Das wird solange durchgeführt, bis der Puls das gesamte Lasermaterial durchlaufen hat. Die mittlere Verstärkung erhält man durch Vergleich von Eingangs- und Ausgangspulsenergie. Ein Multipassagenregime lässt sich realisieren, indem dieses Verfahren mit dem Ausgangspuls immer wieder durchgeführt wird.

#### 4.3.2 Simulationsergebnisse

Die Simulation lässt einen Vergleich über die zu erwartende Verstärkung bei verschiedenen Verstärkermaterialien zu (Abb. 9). Es ist ersichtlich, dass nur der auf 100 K gekühlte Yb:CaF<sub>2</sub> - Kristall bereits bei kleinsten Pumpintensitäten verstärkt. Ohne Kühlung führt die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus dazu, dass das aktive Medium bei nicht ausreichender Pumpdichte absorbierend wirkt. Die Laserschwelle wird zuerst bei Yb:Glas und Yb:YAG erreicht. Ist die Laserschwelle überschritten, zeigt Yb:YAG die am stärksten zunehmende Verstärkung. Yb:CaF<sub>2</sub> und Yb:Glas zeigen auch für sehr hohe Pumpintensitäten aufgrund der geringeren effektiven Emissionswirkungsquerschnitte  $\sigma_{eff} = \sigma_{el} - \sigma_{al}$  nur moderate Verstärkung bis etwa Faktor zwei. Eine Sonderstellung nimmt Yb:CaF<sub>2</sub> ein, wenn es kryogen gekühlt ist. Unter diesen Bedingungen zeigt es eine deutlich erhöhte Verstärkung, die bei niedrigen Pumpfluenzen, wie sie im kryogenen Betrieb angestrebt werden, sogar Yb:YAG übertrifft. Ursache ist der im Vergleich zu Zimmertemperatur verdoppelte effektive Emissionswirkungsquerschnitt.

Aus Abb. 9 und 10 wird ersichtlich, dass für kleine Eingangsfluenzen die Verstärkung annähernd als konstant angenommen werden kann und nur mit der Pumpintensität skaliert. Für hohe Eingangsfluenzen trifft das nicht mehr zu. Hier zeigen alle Materialien eine Sättigung. Die Fluenz ab der der Einfluss der Sättigung merklich wird ist dabei unabhängig von

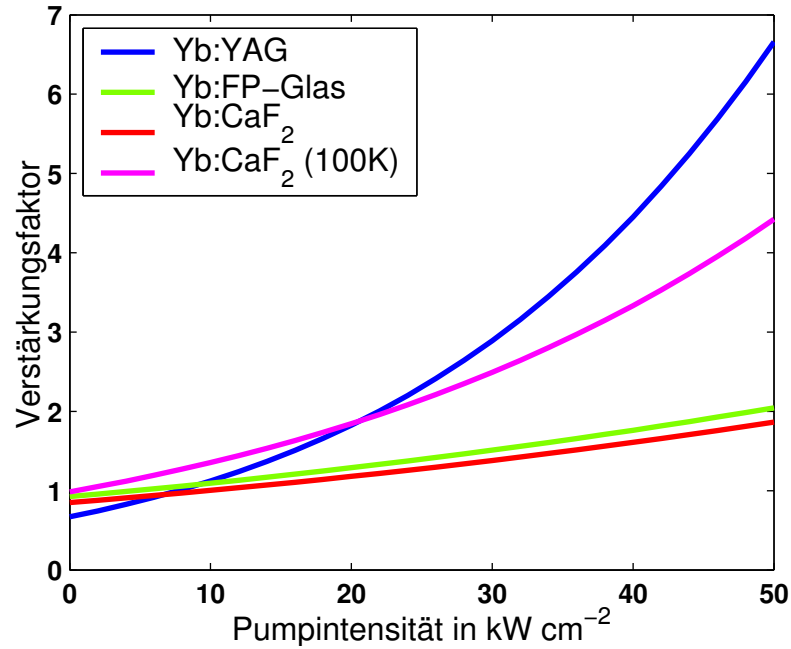


Abbildung 8: Verstärkung bei kleinen Eingangsfluenzen im Vergleich, Pumpzeit ist jeweils gleich der Lebensdauer, Länge und Dotierung entsprechen den im Labor verwendeten Verstärkermédien

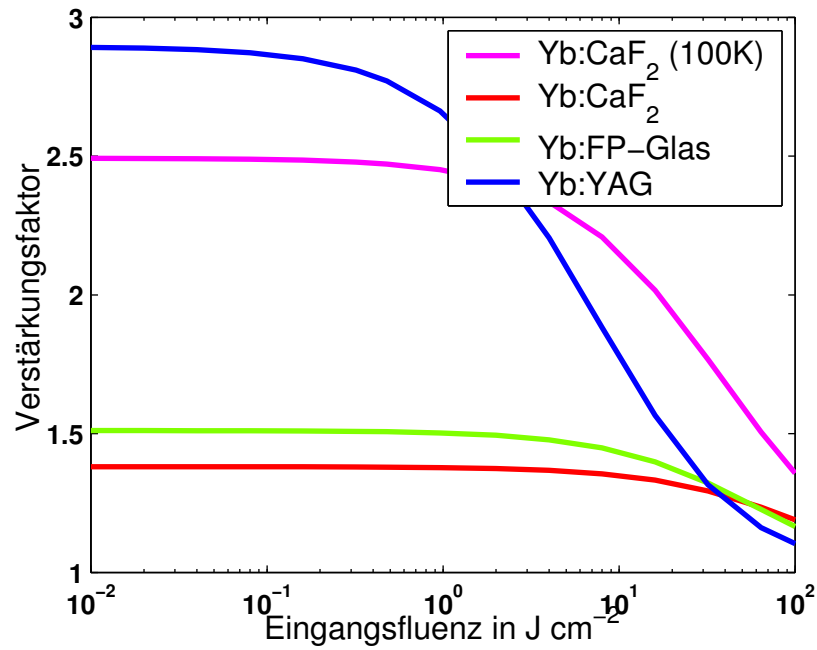


Abbildung 9: Verstärkungssättigung in Abhängigkeit von der Eingangsfluenz im Vergleich, Pumpintensität: 30kW cm⁻², Pumpzeit ist gleich der Lebensdauer, Länge und Dotierung entsprechen den im Labor verwendeten Verstärkermédien

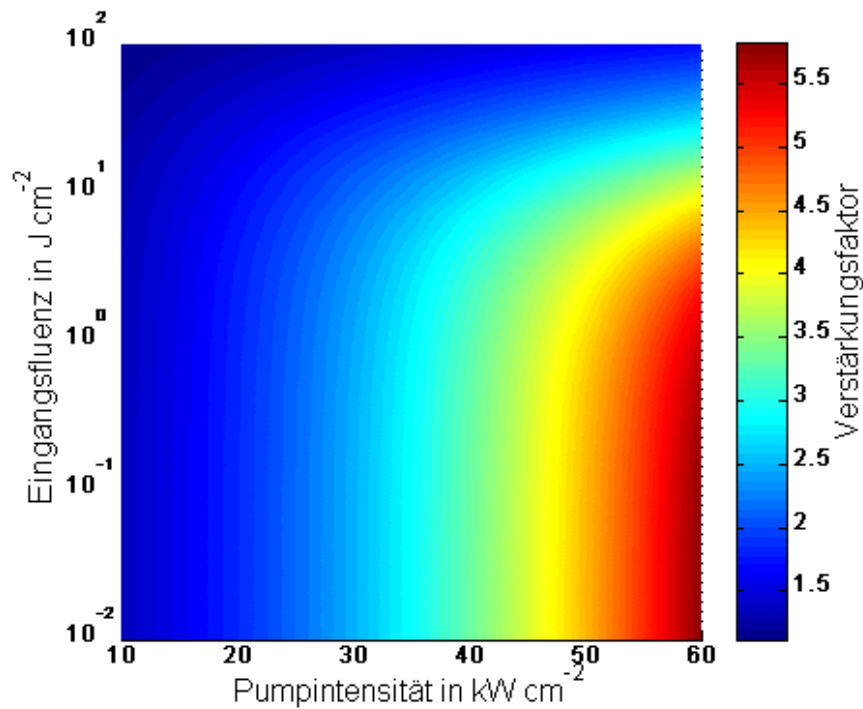


Abbildung 10: Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit von Pumpintensität und Eingangsfluenz für einen auf 100 K gekühlten Yb:CaF<sub>2</sub> - Kristall, Dotierung und Abmessungen sind wie im Experiment, Pumpzeit ist gleich der Lebensdauer

der Pumpfluenz (Abb. 10). Dies liegt darin begründet, dass die im Material erzeugte Inversion während des Verstärkungsprozesses sehr stark dezimiert wird und deshalb nicht mehr die ursprüngliche Verstärkung aufrecht erhalten werden kann. Je größer die Inversion ist, desto schneller wird diese auch durch die erhöhte Verstärkung von einem ausreichend starken Eingangspuls wieder extrahiert. Dieser Effekt tritt aber erst bei sehr hohen Eingangsfluenzen auf. Setzt man eine Zerstörschwelle von  $10 \text{ J cm}^{-2}$  an, wird ein merklicher Effekt nur bei Yb:YAG im Experiment nachvollziehbar sein.

## 4.4 Effizienzbetrachtungen

### 4.4.1 Pumpeffizienz

Für Aussagen über die Dimensionierung von Lasersystemen empfiehlt es sich, zunächst zu untersuchen, wieviel Energie überhaupt im besten Fall zur Extraktion zur Verfügung steht und dies in Abhängigkeit von der gepumpten Energie zu betrachten. Ausgangspunkt für eine solche Betrachtung sind die nach 4.2.1 ermittelten Inversionen. Zieht man hiervon die minimale Inversion zum Ausbleichen des Materials auf der Laserwellenlänge  $\beta_{min}$  ab, erhält man die extrahierbare effektive Inversion. Indem man diese über das Lasermaterial integriert und die in der effektiven Inversion gespeicherte Energie berechnet, erhält man ein oberes Limit

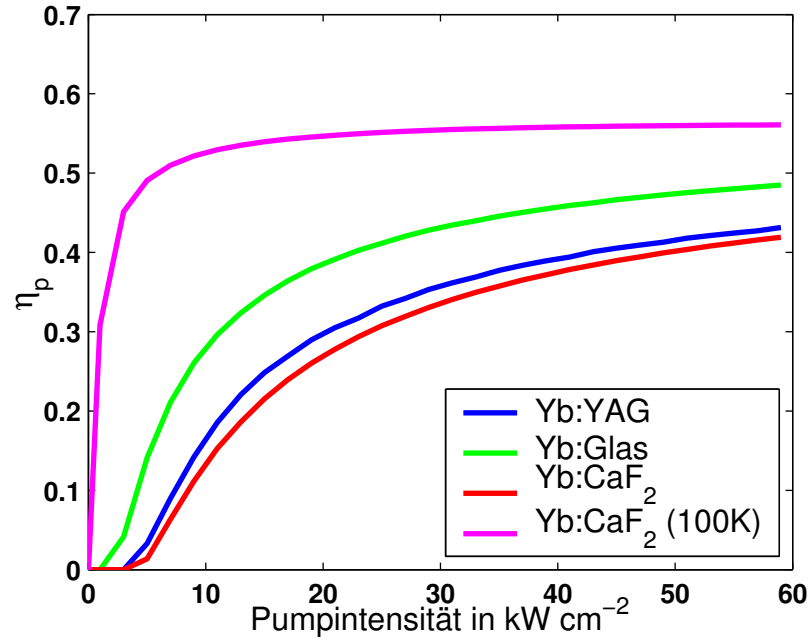


Abbildung 11: Pumpeffizienz in Abhängigkeit von der Pumpintensität

für die extrahierbare Energie und durch Division durch die gepumpte Energie schließlich die Pumpeffizienz:

$$\eta_p = \frac{hcN_{dot}}{\lambda_l I_p \tau_p} \int_0^L (\beta(z) - \beta_{min}) dz \quad (21)$$

$\tau_p$  ist die hier die Dauer des Pumppulses.

Rechnungen zur Pumpeffizienz in Abhängigkeit der verwendeten Pumpintensität (Abb. 11) zeigen, dass die größten Effizienzen mit kryogen gekühltem Yb:CaF<sub>2</sub> erreicht werden können. Bei Zimmertemperatur zeigt Yb:FP-Glas eine im Vergleich zu den anderen Medien sehr hohe Effizienz. Zu beachten ist bei dieser Berechnung aber, dass die gespeicherte Energie auch extrahierbar sein muss. Da die Rechnungen von einer Pumpdauer ausgehen, die der Lebensdauer entspricht, verliert Glas im Vergleich zu Yb:YAG deutlich, weil bei diesem wesentlich höhere Pumpintensitäten noch extrahiert werden können. Im Besonderen gilt dies für Yb:CaF<sub>2</sub> bei Raumtemperatur, welches nochmal aufgrund dieses Sachverhaltes deutlich an realisierbarer Effizienz einbüßt. Aufgrund der hohen Zerstörschwellen bei längeren Pulsen relativiert sich dieser Nachteil in diesem Fall. Ist der begrenzende Faktor die Pumpintensität und kryogene Kühlung nicht interessant, verspricht Yb:Glas die höchste Effizienz.

#### 4.4.2 Extraktionseffizienz

Zur Extraktionseffizienz gelangt man indem man, extrahierte Energie und gepumpte Energie vergleicht. Die so ermittelte Effizienz stellt die obere Grenze für die erreichbare optisch

zu optisch Effizienz innerhalb eines realen Lasersystems des entsprechenden Aufbaus dar. Im Allgemeinen gilt, dass für höhere Umlaufzahlen und Eingangsfluenzen die im vorigen Abschnitt berechnete Pumpeffizienz asymptotisch erreicht wird. Aufgrund der praktisch begrenzten Zahl an Materialdurchgängen und der für wirtschaftliche Betrachtungen nötigen Verstärkung pro Laserstufe, sind hier insbesondere Lasermaterialien von Vorteil, die einen hohen Verstärkungsfaktor aufweisen, bei gleichzeitig minimaler Pumpfluenz, um die gespeicherte Energie ohne Erreichen der Zerstörschwelle extrahieren zu können.

## 4.5 Gültigkeitsbetrachtungen

Die hier beschriebenen Simulationen machen einige Vereinfachungsannahmen, die insbesondere der Reduzierung des Rechenaufwandes geschuldet ist und deshalb die Gültigkeit einschränken. Aufgrund der Beschränkung auf Berechnungen auf eine Dimension entlang der optischen Achse ist die Gültigkeit für einen Puls mit rechteckigem Intensitätsprofil und equivalentem Pumpprofil am besten erfüllt. Dies macht diese Rechnungen insbesondere für vergleichsweise große Verstärker, wo diese Bedingungen am annähernd realisiert werden, interessant. Eine Übertragung auf kleinere Verstärker mit Gaußprofil ist vor allem qualitativ möglich.

Eine weitere Einschränkung besteht in der Festlegung auf eine konkrete Wellenlänge für den Betrieb des Lasers und der Pumpmodule. Für die hier beschriebenen Materialien stellt das aber nur ein Problem dar, wenn Bandbreiten verstärkt werden sollen, innerhalb derer sich die Wirkungsquerschnitte deutlich ändern oder entsprechende Bandbreiten im Bereich der optischen Pumpe vorliegen sollten.

# 5 Strahlpropagation

## 5.1 ABCD - Matrizen

Wenn es ausreichend ist, eine strahlenförmige Ausbreitung von Licht in einer Ebene die die optische Achse enthält zu betrachten, stellt die Methode der ABCD - Matrizen eine sehr gute Berechnungsmöglichkeit für die Auswirkungen eines optischen Systems auf einen Strahl dar. Ein infinitesimal dünner Lichtstrahl wird durch einen Vektor dargestellt, dessen eine Komponente der Abstand  $d$  des Strahles von der optischen Achse ist, während die andere den Winkel  $\alpha$  der Ausbreitungsrichtung zur optischen Achse darstellt.

Jede Auswirkungen eines optischen Elements kann durch folgendes Gleichungssystem durchgeführt werden:



$$\begin{aligned}d^* &= dA + \alpha B \\ \alpha^* &= dC + \alpha D\end{aligned}$$

Dabei sind Variablen mit Sternchen die Strahlparameter nach Wirkung des optischen Elementes und die ungestrichenen die davor. A, B, C und D sind Konstanten, die von den Eigenschaften des beeinflussenden Objektes abhängen.

In Matrixschreibweise erhält man:

$$\begin{pmatrix} d^* \\ \alpha^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ \alpha \end{pmatrix} \quad (22)$$

Die Hauptaufgabe besteht nun darin, die entsprechenden Matrizen für optische Elemente zu finden. Für beliebige optische Systeme ist es dann möglich, die Systemmatrix durch Multiplikation der Matrizen der einzelnen Teilelemente zu erhalten. Für die weiteren Betrachtungen werden folgende Elemente verwendet:

- Propagation durch ein Medium konstanter Brechzahl mit Länge L:  $\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
- planer Spiegel:  $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
- sphärischer Spiegel mit Radius r:  $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r} & 1 \end{pmatrix}$

Wie leicht zu erkennen ist, können ebene Spiegel innerhalb eines optischen Systems für die Rechnung vernachlässigt werden, da sie durch die Identitätsmatrix symbolisiert werden.

## 5.2 Astigmatismus am sphärischen Spiegel

Trifft ein ausgedehnter Lichtstrahl einen sphärischen Spiegel unter einem Winkel der größer als Null ist, entartet der entstehende Fokus zu einem Linienfokus. Ursache hierfür ist, dass aufgrund des verkippten Einfalls der Spiegel von Strahlteilen abseits der Strahlmitte zu weit außen getroffen wird, wodurch sich die Brennweite verkürzt.

Eine vereinfachte Möglichkeit um diesen Effekt näherungsweise zu erfassen ist die Krümmung des Spiegels zu vernachlässigen (Abb. 12). Hierdurch kann man den Abstand der Auftreffpunkte von Strahlmittelpunkt d' und einem weiter außen befindlichen Strahlteil leicht über

$$d' = \frac{d}{\cos \alpha} \quad (23)$$

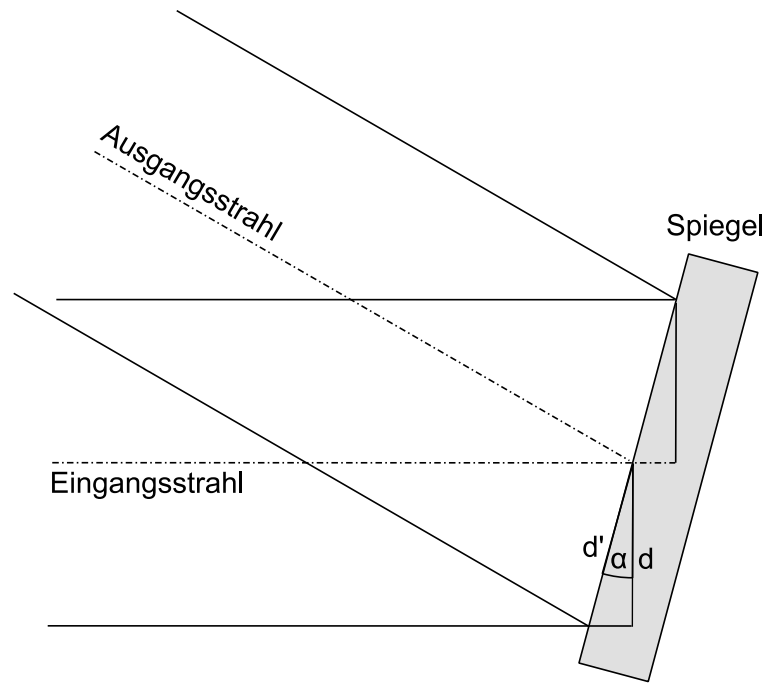


Abbildung 12: Strahl auf einem schiefen Spiegel

berechnen. Die Gültigkeit beschränkt sich auf Spiegel mit Brennweiten, die groß gegenüber dem Strahldurchmesser sind.

Um nun die Auswirkungen auf die Ausbreitung der Strahlteile zu untersuchen, kann die Matrizenmethode verwendet werden. Hierzu untersucht man zwei Teile des Strahls, einen infinitesimal kleinen Mittelstrahl auf der optischen Achse und einen parallelen infinitesimalen Strahl im Außenbereich des Strahldurchmessers. Der Mittelpunktstrahl dient als Referenz. Vor Anwenden der Matrix des sphärischen Spiegels wird nun der Abstand des äußeren Strahlteils mit (23) angepasst. Nach Anwendung muss dieser Schritt wieder rückgängig gemacht werden. Eine genauere Analyse des Einflusses von Astigmatismus erfolgt unter 12.2.

## 6 Zerstörschwellen

Nach den in Abschnitt 4 durchgeführten Berechnungen ist es sinnvoll, einen Laser mit möglichst hohen Pumpfluenzen zu betreiben, da mit sowohl Verstärkungsfaktor als auch Effizienz ansteigen. Das Erreichen der berechneten Effizienzen erfordert aber auch, dass die im Material gespeicherte Energie extrahiert werden kann, was zu entsprechenden Energiedichten im Laserpuls führt.

Für kurze Pulse im Bereich von Nanosekunden ist hier zu beachten, dass bereits wesentlich geringere Fluenzen als bei den vergleichsweise langen Pulsen ausreichen, um im Laser verwendete Komponenten, zu denen insbesondere das Lasermaterial zählt, zu zerstören. Die Kenntnis dieser Zerstörschwellen ist deshalb unumgänglich, um ein Lasersystem zu skalieren.

Aus diesem Grund folgen an dieser Stelle einige Betrachtungen zur laserinduzierten Zerstörung von transparenten Materialien bei Nanosekundenpulsen.

## 6.1 Zerstörmechanismen bei Nanosekundenpulsen

Im Bereich der kurzen Pulse gibt es bei optisch durchsichtigen Materialien zwei vorherrschende Prozesse, die zur Zerstörung durch Laserstrahlung führen können. Welcher Prozess auftritt, hängt vom Material und den verwendeten Parametern des Lasers, wie Pulsdauer, Strahldurchmesser und Wellenlänge entscheidend ab.

Der erste mögliche Prozess ist die Aufheizung des Lasermaterials durch Absorption der Laserstrahlung. Der auftretende Schaden ist bei diesem Prozess entweder durch Schmelzen des Materials oder durch Auftreten von hohen mechanischen Spannungen und dadurch verursachtes Reißen bedingt. Erreicht das Material während eines Laserpulses den Schmelzpunkt  $T_m$  ist mit einer Zerstörung zu rechnen. Ist der Wärmefluss während eines Pulses vernachlässigbar, kann somit anhand der Materialparameter eine direkte Abschätzung anhand der absorbierten Energie pro Volumeneinheit erfolgen.

Für die im Versuch verwendeten hochtransparenten Materialien (BK7,  $\text{CaF}_2$  und Quarzglas) liegen die berechneten Schwellen nach Wood [34] alle über  $10^5 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ , was nach bisherigen Erfahrungen in [17] bei den verwendeten Pulslängen die realen Werte um einige Größenordnungen übertrifft.

Der zweite und im Bereich von wenigen Nanosekunden langen Pulsen wahrscheinlichere Zerstörmechanismus ist die sogenannte lawinenartige Anregung von Elektronen. Hierbei wird ein Elektron im Leitungsband durch das Laserfeld beschleunigt, bis es ab einer ausreichenden Intensität genügend Energie besitzt, um ein weiteres Elektron in das Leitungsband anzuregen. Dieser Prozess multipliziert sich bis eine kritische Elektronendichte erreicht wird. Wechselwirkung mit Phononen führt schließlich zum Aufheizen und zur Zerstörung des Materials.

## 6.2 Skalierung von Zerstörschwellen

Anhand der in 6.1 gemachten Überlegungen zur Ursache der Zerstörschwellen können Abschätzungen zur Skalierung mit den Parametern Pulslänge, Wellenlänge und Strahldurchmesser gemacht werden. Nach [32] ergeben sich folgende Abhängigkeiten:

- Pulslänge und Strahlradius:  $F_D \propto \frac{1}{\sqrt{\tau_p} \cdot r}$
- Wellenlänge:  $F_D \propto \lambda^2$

### 6.3 Zerstörung an Frontfläche

In dieser Arbeit werden ausschließlich die Zerstörschwellen an der Frontfläche von Materialien betrachtet. Die Frontfläche ist der für Zerstörungen anfälligste Bereich, da hier die Laserintensität aufgrund von der Überlagerung von Reflektionen der Front und Rückseite, sofern keine Antirefleksionsbeschichtung vorliegt, überhöht ist.

Die Zerstörschwelle an der Frontseite ist auch gleichzeitig von den größten Schwankungen betroffen. Ursache ist, dass viele verschiedene Faktoren auf diese Einfluss nehmen. Insbesondere Materialfehler an der Oberfläche oder kurz darunter wie Kratzer, Wölbungen, Spitzen, Krater und Lehrstellen haben einen großen Einfluss und senken im allgemeinen die erreichbare Zerstörschwelle. Ebenfalls negativ wirken sich Verunreinigungen der Oberfläche z.B. durch versehentliche Berührung dieser mit der Hand, aber auch durch aus der Luft angelagerte Stoffe wie Wasser negativ aus [34].

Es ist deshalb bei der Durchführung dieser Messungen auf größte Sauberkeit zu achten, und eine entsprechend trockene Lagerung der Proben sicherzustellen.

Ein weiteres Problem bei der Messung von Frontflächenzerstörungen ist, dass die auftretenden Zerstörungen meist weniger katastrophal ausfallen als innerhalb der Materialien oder an deren Rückseite. Ursache ist, dass der zerstörende Effekt meist nur an oder gar über der Oberfläche stattfinden. Zerstörungen an anderen Teilen sind innerhalb des Materials zu finden und bewirken aufgrund der mit der Zerstörung einhergehenden Spannungen im Material meist große Brüche oder gar Krater.

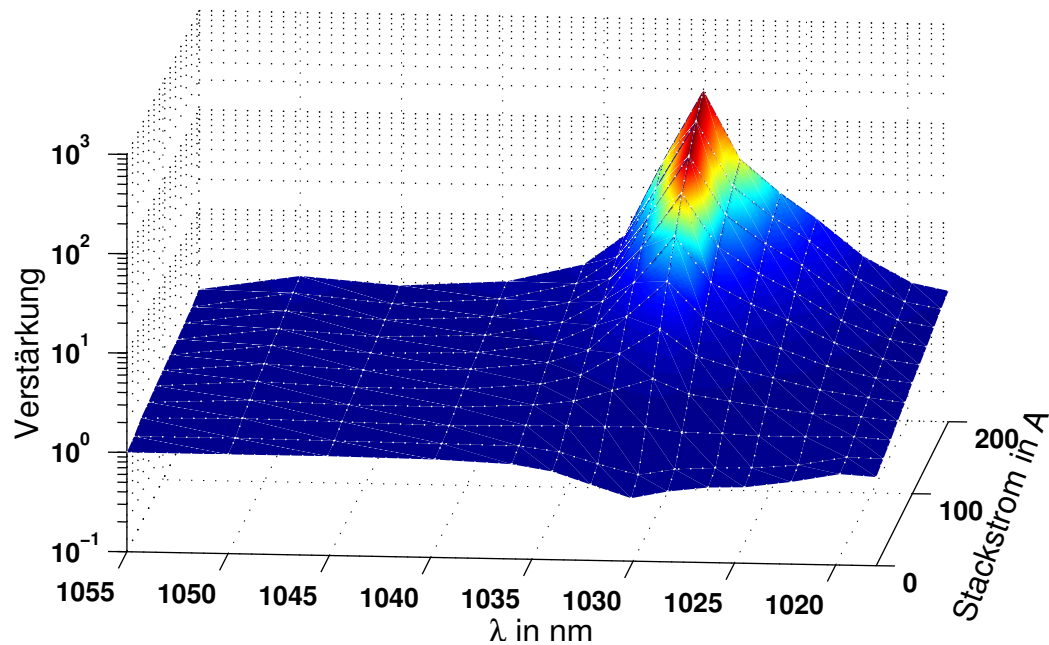


Abbildung 13: Wellenlängenabhängige Verstärkung bei Yb:YAG

## Teil II

# Vorexperimente

## 7 Verstärkungsmessungen

Im Rahmen der Vorversuche wurden in Zusammenarbeit mit Dr. Siebold Messungen zur wellenlängenabhängigen Verstärkung mehrerer Ytterbium dotierter Lasermaterialien durchgeführt. Die Ergebnisse sind in [21] zusammen mit weiteren Messreihen veröffentlicht. An dieser Stelle werden lediglich die für diese Arbeit relevanten Messungen dargestellt.

Zur Ermittlung der Verstärkung wird der von Stufe 0 (siehe 10) erzeugte Puls im Mikrosekundenbetrieb mit einer Pulsdauer von 100µs verwendet. Eine Durchstimmbarkeit wird mittels eines Lyot - Filters im Resonator von etwa 1020 bis 1070 nm erreicht.

Verstärkung der Pulse erfolgt durch einen einfachen Multipassaufbau, bei dem die Durchgangszahl an die Verstärkung des Mediums angepasst wird, um ein gut messbares Ausgangssignal zu erhalten. Die verschiedenen Medien werden einseitig durch einen Pumpspiegel mit einem 4,5kW Pumpmodul gepumpt. Das verwendete Eingangssignal und der untersuchte Spektralbereich sind für alle getesteten Lasermaterialien gleich.

Die ermittelten Transmissionen ohne optisches Pumpen in den Abbildungen 4b, 4c und 4a zeigen eine inverse Abhängigkeit von der Wellenlänge, wie die Absorptionswirkungsquerschnitte der Materialien (Vergleich siehe 3). Bei Erhöhung der Pumpleistung tritt aufgrund der entstehenden Inversion eine Anlehnung an das Verhalten des effektiven Wirkungsquer-

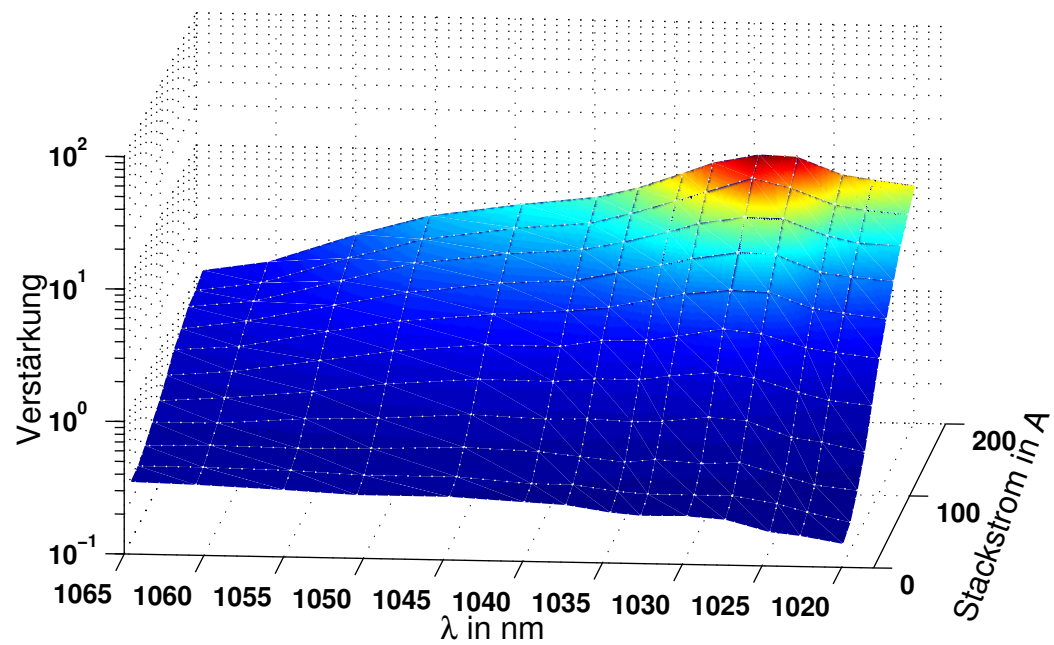
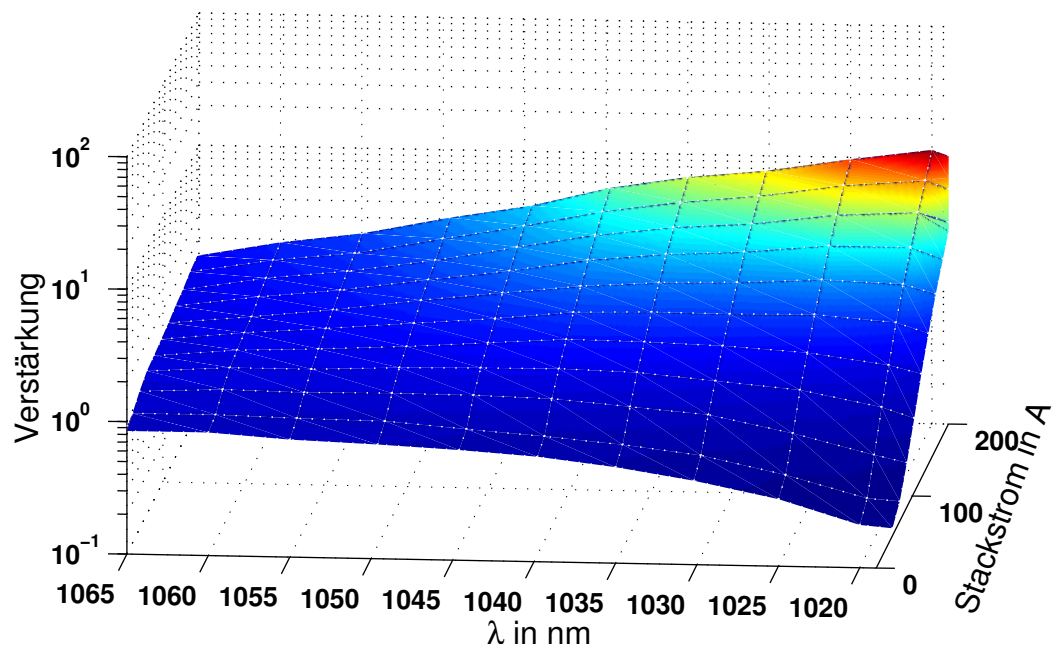
Abbildung 14: Wellenlängenabhängige Verstärkung bei Yb:CaF<sub>2</sub>

Abbildung 15: Wellenlängenabhängige Verstärkung bei Yb:FP-Glas

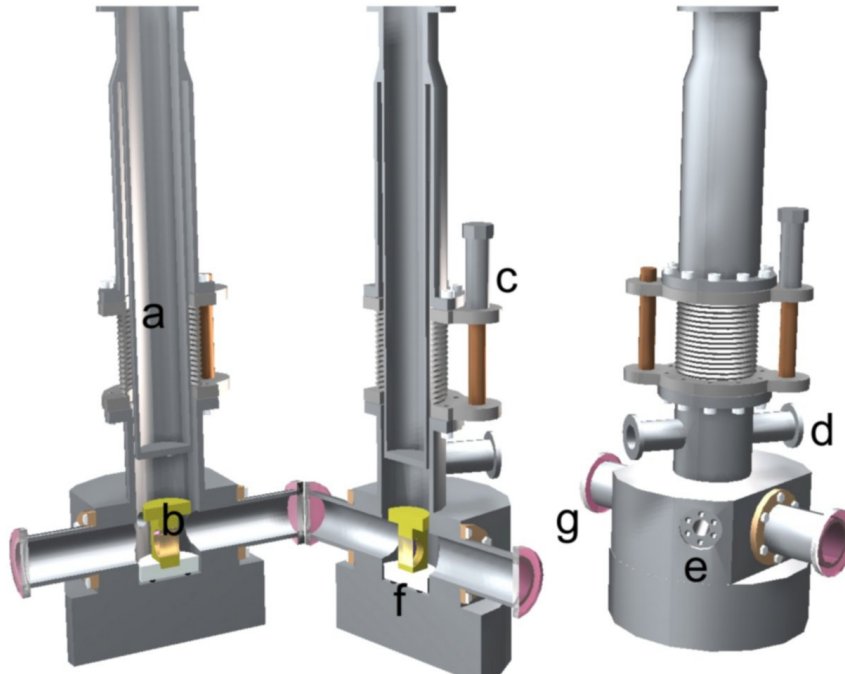


Abbildung 16: Aufbau des verwendeten Kryostaten: (a) Kühlfinger mit Flüssigstickstoffreservoir, (b) Kristallhalter mit Kristall, (c) Höhenverstellung für den Kühlfinger, (d) KF25 Anschlussstutzen für elektrische Durchführungen, (e) CF16 Anschluss für Pumpstrang (f) Gummiring zur Lagerung und zusätzlichen thermischen Isolation des Kristallhalters, (g) Rohrstutzen mit Fenstern

schnittes in den Vordergrund.

Anhand der erhaltenen Verstärkungskurven lassen sich Aussagen zum Verhalten innerhalb eines Laserverstärkers beim Verstärken großer Bandbreiten treffen. Hier wird ersichtlich, dass bei Yb:YAG mit wachsender Verstärkung eine Wellenlänge von etwa 1030 nm besonders schnell verstärkt wird. Bei der Verstärkung breitbandiger Pulse ist somit mit einer Einengung des Spektrums zu rechnen. Im Vergleich dazu ist bei Yb:FP-Glas und Yb:CaF<sub>2</sub> keine so starke Wellenlängenabhängigkeit zu erkennen, wodurch eine Verstärkung breitbandiger Pulse mit nur geringem oder nicht vorhandenem Einschnüren der Bandbreite möglich wird. Gleichzeitig wird aber auch ersichtlich, dass dies mit einer niedrigeren Verstärkung einhergeht, was durch ein entsprechendes Verstärkerdesign kompensiert werden muss.

## 8 Experimente bei tiefen Temperaturen

### 8.1 Aufbau eines Kryostaten für Experimente bei tiefen Temperaturen

Für Experimente bei tiefen Temperaturen kommt ein speziell angepasster Kryostat zum Einsatz (Abb. 16). Der unter 8.2 näher beschriebene Kristallhalter wird innerhalb des Kryostaten durch direkten Kontakt mit einem höhenverstellbaren Kühlfinger gekühlt. Der Kühlfinger besteht aus einem Gefäß, in das an der Oberseite flüssiger Stickstoff eingefüllt werden kann. Die erreichbare Minimaltemperatur innerhalb des Kryostaten ist mit etwa  $-190\text{ °C}$  durch die Temperatur des flüssigen Stickstoffs gegeben.

Im Experiment kann diese Temperatur nicht erreicht werden. Während der Versuche wird eine Tiefsttemperatur von etwa  $-150\text{ °C}$  bis  $-160\text{ °C}$  erreicht. Um dies auszutesten, wurde zunächst ein Messingblock als Probekörper abgekühlt. In späteren Versuchen mit dem Kristallhalter werden die selben Temperaturen erreicht. Das keine tiefere Temperatur erreicht wird, liegt am zusätzlichen Wärmeeintrag in den Kryostaten, der ein weiteres Abkühlen verhindert. Zustande kommt dieser vor allem durch den verbleibenden thermischen Kontakt zwischen Halter und Kryostat, der auch durch die zusätzlichen Isoliermaßnahmen, wie die Lagerung des Halters auf einem Gummiring, nicht ganz unterbunden werden kann. Um einen möglichst guten thermischen Kontakt zwischen dem Kühlfinger und dem Probenhalter zu gewährleisten, wird ein spezielles tieftemperaturtaugliches Vakuumfett (APIEZON) verwendet, was auf der Unterseite des Kühlfingers aufgetragen ist. Ein Vergleich zwischen Tests mit und ohne diese Maßnahme haben gezeigt, dass durch die erhöhte Kühlrate tiefere Temperaturen erreicht werden können. Im aktuellen Aufbau, der für alle Experimente Anwendung findet, wird zuverlässig eine Endtemperatur von unter  $-150\text{ °C}$  erreicht.

Zur thermischen Isolierung und um Kondensation an der Probe oder dem Halter zu unterbinden, wurde die Kryostatenkammer abgedichtet und kann evakuiert werden. Über einen CF16 Anschluss wird hierzu ein Pumpstrang bestehend aus einer Turbomolekularpumpe und einer Scrollpumpe als Vorpumpe angeschlossen. Zur Kontrolle des Vakuums wird ein Pirani - Messkopf eingesetzt. Mit dieser Anordnung ist es möglich, den Kryostaten auf unter  $1\cdot 10^{-3}\text{ mBar}$  zu evakuieren. Das genaue Endvakuum kann nicht genau angegeben werden, da der Messkopf (Thyracont VD84M) für diese Druckbereiche nicht ausgelegt ist. Der erreichte Druck reicht aus, um thermische Isolation und Kondensationsvermeidung sicherzustellen. Im abgepumpten Zustand kann der Kryostat abgeschiebert werden und hält über eine Zeit von mehreren Stunden einen Druck von unter einem mBar.

Für optische Untersuchungen der im Kryostaten gehaltenen Medien werden auf beiden Seiten entsprechende Adapter befestigt. Je nach Experiment stehen zwei lange Rohrstücke (etwa 15 cm) mit unbeschichteten Quarzglasfenstern im Brewsterwinkel und zwei kurze Rohr-



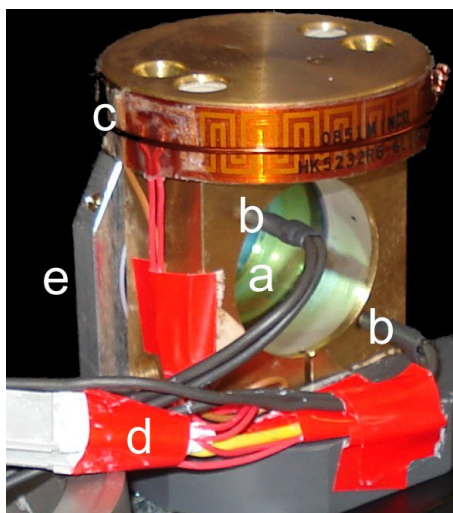


Abbildung 17: Voll ausgestatteter Kristallhalter für den Kryostaten, (a) Kristall, (b) Pt100 Messwiderstände, (c) Kaptonheizfolien, (d) elektrische Anschlüsse, (e) Spiegelhalter mit Pumpspiegel

stücke (etwa 4 cm) mit verschiedenen antireflexbeschichteten Scheiben für 940 nm und 1030 nm zur Verfügung.

Für die Kontrolle und Steuerung der im Kryostaten befindlichen Instrumente gibt es eine Vakuumdurchführung für elektrische Anschlüsse an einem der vorhandenen KF25 Anschlussstutzen im oberen Bereich, durch die zehn einzelne Pole geführt werden.

## 8.2 Probenhalter für Einsatz im Kryostaten

Der Halter besteht, wie in Abbildung 17 gezeigt, aus insgesamt drei Teilen. Einem Fuß aus PVC, der zur thermischen Isolierung des Halters vom Gefäßboden dient, dem eigentlichen Kristallhalter aus Messing (58% Kupfer, 40% Zink, 2% Blei) und einer Deckplatte aus demselben Material zur thermischen Kontaktierung des Kühlfingers. Um Beeinträchtigungen durch unterschiedliche thermische Ausdehnung von Halter und Probe zu vermeiden, wird mit Messing zum einen ein Material gewählt, welches bei tiefen Temperaturen eine ähnliche Ausdehnung wie  $\text{CaF}_2$  zeigt, zum anderen ist der Halter so ausgelegt, dass dieser in der Lage ist, nachzugeben und so keinen Druck auf den Kristall ausübt.

Der Kristallhalter ist speziell auf die verwendeten Yb:CaF<sub>2</sub> Kristalle mit einem Durchmesser von 2,8 cm und einer Länge von 2 cm angepasst. Durch die erreichte Passgenauigkeit ist keine Verwendung von Kontaktmitteln notwendig. Vorexperimente haben gezeigt, dass der Kristall annähernd instantan der Temperatur des Halters folgt.

Die Kontrolle der Temperatur wird mit im Halter oberhalb und unterhalb der Probe in zwei Borungen mit Vakuumfett thermisch kontaktierten PT100 Messwiderständen durchgeführt. Durch die Anordnung der Widerstände ist es möglich, einen Gradienten innerhalb

des Halter und damit auch innerhalb der Probe zu erkennen. Die Messung erfolgt vollautomatisch mittels eines hierfür entwickelten LabVIEW Programms. Als Kalibrierung wird die vom Hersteller vorgegebene Kalibrierkurve verwendet. Eine Überprüfung der Richtigkeit wurde im Vorfeld durch Messung von Raumtemperatur und der Temperatur von siedendem Flüssigstickstoff erfolgreich durchgeführt. Die zeitliche Auflösung der Temperaturmessung ist im Bereich von einem Messpunkt pro Sekunde.

An der Deckplatte sind zwei Kapton Heizfolien [5] angebracht, deren Leistung computer-gesteuert geregelt werden kann.

Um sicher festzustellen, wann ein Kontakt zwischen Kühlfinger und Halter besteht, existiert ein elektrischer Kontrollkreis, der beim Aufsetzen des Kühlfingers auf den Halter geschlossen wird.

Für Operation innerhalb eines Lasersystems ist der Halter erweiterbar mit einem am Fuß angebrachten und dadurch thermisch vom Halter isolierten Spiegelhalter für 1,5 Zoll, in dem zum Beispiel ein Pumpspiegel befestigt werden kann.

### 8.3 Kühlverhalten

Um die maximale Kühlungsleistung des Kryostaten zu testen, wurde ein unbeschichteter Yb:CaF<sub>2</sub> Kristall ohne Einsatz der Heizfolien schockartig heruntergekühlt. Man erreicht eine Endtemperatur von etwa 125 K. Die Temperatur sinkt anfangs über 100 K in weniger als 10 Minuten. Das ist wesentlich schneller, als die normal verwendete Kühlgeschwindigkeit bei der Kristallzucht. Diese liegt nach Auskunft vom Leibnitz - Institut für Kristallzüchtung bei weniger als 100 K pro Stunde. Eine Beschädigung der Kristalle konnte bei den Experimenten trotzdem nicht beobachtet werden.

In einem weiteren Test wurde die Funktion der am Kristallhalter angebrachten Heizfolien ausgetestet. Durch Regeln des Stromes durch die Folien kann die Temperatur auf beliebige Werte zwischen der erreichbaren Tiefsttemperatur und ca. -50 °C eingestellt und auch stabilisiert werden. Um einen geringen Temperaturgradienten während der Abkühlphase zu gewährleisten, wurde sowohl der Einsatz der Heizfolien getestet als auch das langsame Abkühlung durch kontrollierte Zugabe geringer Mengen von flüssigem Stickstoff in den Kryostaten. Eine kontrollierte Abkühlung konnte mit beiden Verfahren erreicht werden.

Das Wiederaufheizen des Kristalls funktioniert über den Wärmeeintrag der Luft in den Kühlfinger ohne besondere Maßnahmen, sobald der flüssige Stickstoff verbraucht ist. Aufgrund der guten Isolierung geschieht dies mit deutlich geringerer Geschwindigkeit als das Abkühlen, weshalb keine besonderen Maßnahmen zum Abflachen des zeitlichen Gradienten unternommen werden müssen. Ein Einsatz der Heizfolien oder langsame Zugabe kleiner Mengen flüssigen Stickstoffs ist aber auch denkbar, um im Bedarfsfall diesen Prozess ebenfalls zu verlangsamen.

T in K	300	123
$c_{CaF_2}$ in $J \cdot kg^{-1}K^{-1}$ (extrapoliert aus [4])	860	450
$c_{Cu}$ in $J \cdot kg^{-1}K^{-1}$ (extrapoliert aus [3])	375	280

Tabelle 3: verwendete Werte für die Wärmekapazitäten des Halters

## 8.4 Absorbierte Wärmemenge beim Laserdiodenpumpen

Es wird untersucht, wieviel Wärme beim optischen Pumpen mit Laserdioden im Kryostaten verbleibt und ob es in diesem Punkt eine Skalierung mit der Temperatur gibt. Um die Messung durchzuführen, ist ein 4,5 kW Pumpmodul direkt in den Kristall im Kryostaten fokussiert. Die Pulsenergie beträgt 2 J pro Schuss. Durch das Material transmittierte Energie wird gemessen. Die im Material deponierte Energiemenge  $Q_g$  ergibt sich aus der Eingangsenergie Minus der transmittierten Energie. Im Vorfeld wurden die Verluste aufgrund der fehlenden Kristallbeschichtung auf etwa 5% festgestellt und werden in den Rechnungen berücksichtigt.

Nach Erreichen der angestrebten Messtemperatur wird der Kühlfinger abgehoben, wodurch eine thermische Isolation des Kristallhalters im Vakuum entsteht. Bei Temperaturen in der Nähe der Raumtemperatur ist diese ausreichend. Es konnte keine Veränderung der Haltertemperatur über einen Messzeitraum von 300 Sekunden beobachtet werden. Bei tiefen Temperaturen ist ein leichter Gradient von einigen Kelvin messbar. Dieser kann über den Messzeitraum annähernd als linear angenommen und extrapoliert werden, um den Einfluss bei der Ermittlung der durch das optische Pumpen erreichten Temperaturdifferenz zu vermeiden.

Eine messbare Erhöhung der Temperatur wird bei Beschuss über einen Zeitraum von 300 Sekunden mit einer Repetitionsrate von 10 Hz erreicht. Die Temperaturerhöhung wird nach Einstellung des thermischen Gleichgewichtes innerhalb des Halters bestimmt. Die im Halter gespeicherte Wärmeenergie  $Q_W$  lässt sich mit der Wärmekapazität des Halters  $C_{Halter}$  und der durch das Pumpen verursachten Temperaturdifferenz  $\Delta T$  ermitteln:

$$Q_W = C_{Halter} \Delta T \quad (24)$$

Die Wärmekapazität des Halters wurde im Vorfeld durch Bestimmung der Massen  $m$  der Bestandteile mit deren molaren Wärmekapazitäten  $c$  ermittelt:

$$C_{Halter} = c_{Messing}(m_{Deckplatte} + m_{Kristallhalter}) + c_{CaF_2} m_{Kristall} \quad (25)$$

Aufgrund der schlechten Wärmeleitfähigkeit des Kunststoffsockels wird der Einfluss der in diesem gespeicherten Wärmeenergie vernachlässigt. Für den Kristall wird die Wärmekapazität von undotiertem Material verwendet, da kaum Unterschiede zu erwarten sind. Die verwendeten Wärmekapazitäten sind in Tabelle 3 aufgeführt.

T in K	300	123
$\Delta T$ in K	$12 \pm 2$	$19 \pm 2$
$C_{Halter}$ in $J \cdot K^{-1}$	$163 \pm 10$	$114 \pm 7$
$Q_W$ in J	$1960 \pm 440$	$2170 \pm 360$
$Q_g$ in J	$5010 \pm 500$	$5220 \pm 500$
$\frac{Q_w}{Q_g}$ in %	$0,39 \pm 0,13$	$0,42 \pm 0,11$

Tabelle 4: Ergebnisse der Abschätzung, Fehler sind als Maximalfehler zu verstehen

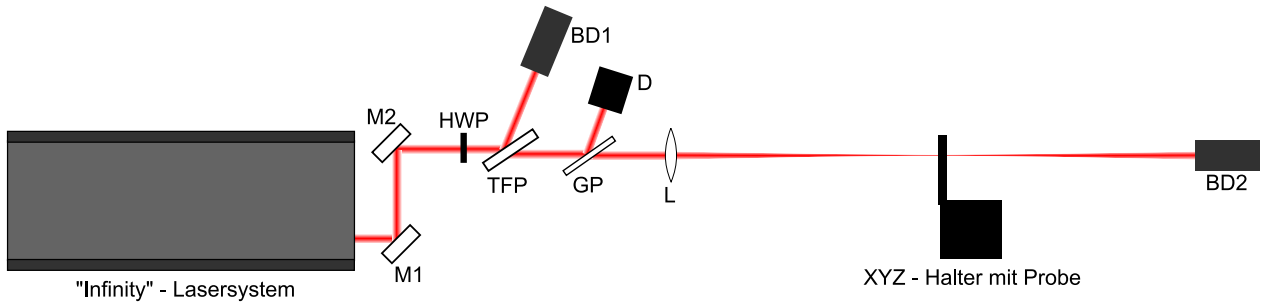


Abbildung 18: Aufbau des Zerstörschwellenmessplatzes

Das Ergebnis der Abschätzung (Tab. 4) zeigt, dass keine signifikante Änderung in der im Kristall absorbierten Wärmemenge zu beobachten ist. Eine Variation ist nur innerhalb der Messungenauigkeiten nicht auszuschließen. Der Prozentsatz in Wärme umgewandelter Energie stimmt mit den in der Literatur für Yb:CaF<sub>2</sub> gemachten Annahmen [13] gut überein.

## 9 Zerstörschwellenmessung

### 9.1 Messungen mit “Infinity”-Lasersystem

Der Aufbau (Abb. 18) entspricht im Wesentlichen dem Vorschlag zur Einführung einer ISO-Norm für “1:1”-Zerstörschwellenmessung [12]. Lediglich eine simultane Überwachung des Strahlprofils ist nicht implementiert. Die Konstanz des Fokusprofils wurde anhand einer direkten Beobachtung des Strahlfokus mit einer Kamera über mehrere Schüsse nachgewiesen. Als Quelle für die Laserstrahlung wird das kommerzielle Lasersystem “Infinity” der Firma Coherent verwendet. Es handelt sich um ein gütegeschaltetes blitzlampengepumptes System auf Basis von Nd:YAG (mit Neodymionen dotierter YAG Kristall), dass Pulse mit einer Länge von ca. 3 ns und bis zu 600 mJ Energie erzeugen kann [9]. Der Laser wird mit einer Ausgangsenergie von 150 mJ bei 1064 nm betrieben. Die Standardabweichung der Pulsenergie beträgt unter diesen Einstellung höchstens zehn Prozent der Energie. Mittels eines Abschwächers bestehend aus einer  $\frac{\lambda}{2}$ -Platte (HWP) und einem Dünnschichtpolarisator (TFP) wird die auf die Probe applizierte Energie geregelt. Im weiteren Strahlverlauf befindet sich eine Glasplatte (GP), die einen geringen Teil der Strahlenergie auf einen Energiedetektor (D) umlenkt, der

Parameter	Wert
$w_x$ in mm	$0,1030 \pm 0,0003$
$w_y$ in mm	$0,1540 \pm 0,0004$

Tabelle 5: Ergebnisse des Strahlprofilfits

die auf die Probe gelenkte Pulsenergie misst. Eine Linse (L) mit Brennweite 1 m fokussiert den Strahl auf die Probenoberfläche.

Zur Messung der Zerstörschwelle wird die jeweilige Probe mit zwei gekreuzten grünen Justagelasern in den Fokus des Messaufbaus einjustiert und anschließend in einem Raster senkrecht zum Strahl nach jedem Schuss bewegt.

### 9.1.1 Kalibrierung des Energiedetektors

Zur Kalibrierung des Detektors im Messaufbau wird zusätzlich ein weiterer Energiedetektor (ED500 von Gentec) verwendet, der die Energie im aufgeweiteten Strahl hinter dem Fokus der Anordnung misst. Mit diesem wird die Energie für mehrere Energiebereiche gemessen. Zeitgleich wird das Signal des fest eingebauten Detektors aufgezeichnet. Durch Vergleich der ermittelten Werte ergibt sich ein direkter Umrechnungsfaktor für den fest eingebauten Detektor.

### 9.1.2 Messung des Strahlprofils

Mit einem stark abgeschwächten Laserstrahl wird, ohne die CCD-Zeile der Kamera zu übersteuern, diese direkt in den Fokus des Messaufbaus gestellt. Die Parameter des Lasersystems bleiben hierbei unverändert, um einer eventuellen Veränderung der Strahlparameter mit den Einstellungen des Lasersystems vorzubeugen. Zum Anfitten des erhaltenen Fokusprofils wird eine 2D - Gaußfunktion verwendet:

$$F(x, y) = F_m e^{-0,5(\frac{x}{w_x})^2 - 0,5(\frac{y}{w_y})^2}$$

Dabei ist  $F$  die in der durch  $x$  und  $y$  aufgespannten Ebene senkrecht zu optischen Achse ortsabhängige Fluenz und  $F_m$  die Maximalfluenz im Zentrum des Gaußprofils.  $w_x$  und  $w_y$  sind Fitparameter und representieren den Radius, bei dem die Intensität auf  $\frac{1}{e}$  in der jeweiligen Raumrichtung abfällt.

Um auch eine Verdrehung oder Verschiebung der Lage des Gaußprofils zuzulassen, werden als zusätzliche Fitparameter ein Winkel  $\alpha$  für die Verdrehung um die optische Achse und je eine Variable  $x_c$  und  $y_c$  für die Verschiebung des Koordinatensystems eingeführt:

$$\begin{aligned} x &= (x' - x_c) \cos(\alpha) + (y' - y_c) \sin(\alpha) \\ y &= (y' - y_c) \cos(\alpha) - (x' - x_c) \sin(\alpha) \end{aligned}$$

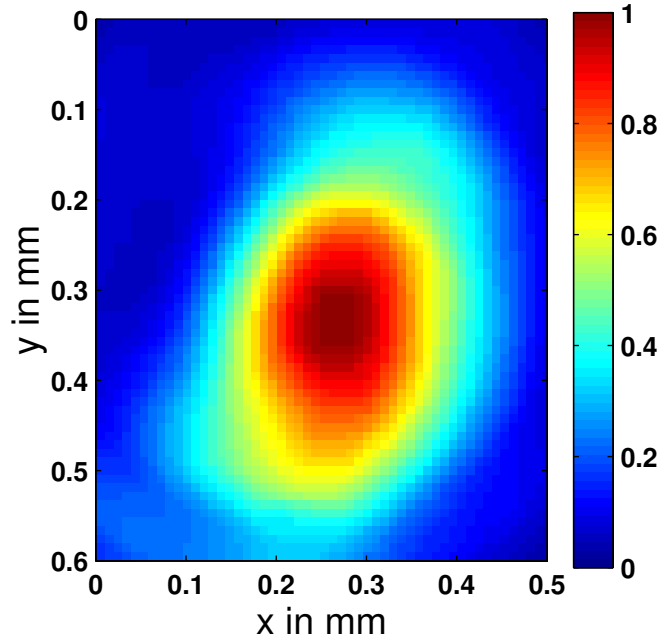


Abbildung 19: Gemessener Fokus des des Infinity Lasers

Die gestrichenen Größen representieren die Koordinaten im Ausgangssystem, die ungestrichenen im neuen System.

Die dabei erhaltenen Parameter werden nach dem ersten Fitdurchlauf als fest angenommen und nicht weiter ausgewertet. Der gemessene Fokus für den im Versuch verwendeten Aufbau ist in Abbildung 19 abgebildet, die entsprechenden Fitparameter für die Strahlradian stehen in Tabelle 5.

Aus den Parametern  $w_x$  und  $w_y$  des 2D-Fits lässt sich nach dem Umstellen der Fitfunktion die Maximalfluenz im Fokus in Abhängigkeit von der Pulsenergie  $Q$  berechnen:

$$\begin{aligned}
 Q &= F_{max} \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy e^{-0,5(\frac{x}{w_x})^2 - 0,5(\frac{y}{w_y})^2} \\
 &= 2F_{max}w_xw_y \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} dx^* dy^* e^{-x^{*2} - y^{*2}} \\
 &= 2\pi F_{max}w_xw_y \\
 F_{max} &= \frac{Q}{2\pi w_xw_y}
 \end{aligned}$$

### 9.1.3 Zerstörschwellenbestimmung

Im Test war einmal  $\text{CaF}_2$  und zweimal  $\text{Yb:CaF}_2$ , einmal mit Antireflexbeschichtung und einmal ohne Beschichtung. Die unbeschichtete dotierte Probe stammte von der Korth Kristalle GmbH. Die anderen Proben vom Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences. Zum Vergleich wird ein unbeschichtetes Substrat aus der Pumpoptik

der fünften Verstärkerstufe des POLARIS Systems getestet (BK7).

Zur Bestimmung der Zerstörschwellen werden nebeneinander zehn Schüsse mit einer Energie appliziert, bei der noch keinerlei Zerstörung beobachtet werden kann. Die selbe Prozedur wiederholt man eine Reihe tiefer mit leicht erhöhter Energie. Dies wird nun Reihe für Reihe fortgesetzt, bis eine hundertprozentige Zerstörung in einer Reihe der Probe erreicht ist. Zwischen den einzelnen Schüssen ist ein räumlicher Abstand von 1 mm eingehalten.

Im Anschluss an die Messung wird die Probe mit dem Mikroskop genau untersucht, die einzelnen Schüsse den applizierten Energien zugeordnet und die Schäden an der Oberfläche ausgezählt. Mit der unter 9.1.2 beschriebenen Umrechnung von Energie in Maximalfluenz wird die Zerstörwahrscheinlichkeit über der Fluenz aufgetragen. Durch lineares Anfitten des Anstieges der Zerstörwahrscheinlichkeit und Ermitteln des Nulldurchganges der Fitfunktion auf der Fluenzachse erhält man die Zerstörschwelle.

Für undotiertes  $\text{CaF}_2$  erreicht man eine Zerstörschwelle von  $15,1 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ , was in der Größenordnung der für das A5 Pumpspiegelsubstrat ermittelten von  $15,6 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$  liegt. Der ermittelte Wert für  $\text{CaF}_2$  ist geringer als der in [18] für eine Pulslänge von einer Nanosekunde angegebene von  $20 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Der in der Referenz verwendete  $\frac{1}{e^2}$  - Strahldurchmesser ist dabei mit  $300 \mu\text{m}$  etwas kleiner als der bei den hier beschriebenen Messungen verwendete analoge Durchmesser von im Mittel etwa  $500 \mu\text{m}$ . Für die Skalierung nach 6.2 bedeutet das einen Faktor von  $\frac{3}{5}$  für die Schwelle der Referenz. Dies ergibt einen Vergleichswert von  $12 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Dieser Wert ist etwas geringer, als der im Versuch erhaltene stellt aber in anbetracht der unterschiedlichen Versuchsbedingungen und des abschätzenden Charakters der Skalierung eine Bestätigung der gemessenen Werte dar.

Für die dotierten Proben ergeben sich Zerstörschwellen von  $7,2 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$  für die beschichtete und  $8,7 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$  für die unbeschichtete. Das ist im Vergleich zur undotierten eine leichte Abnahme. Dies ist aller Wahrscheinlichkeit nach darin begründet, dass durch das Dotieren Störungen im Kristallgitter entstehen. Bei der von Korth Kristalle GmbH gestellten Probe war auffällig, dass Schäden meist über die gesamte Länge des Kristalls auftreten. Bei genauerer Analyse der Kristalle konnten Schlieren innerhalb des Materials festgestellt werden, die ebenfalls zu einer Reduktion der Zerstörschwelle geführt haben können. Bei der beschichteten Probe kann aufgrund der Morphologie der Schadstellen davon ausgegangen werden, dass nicht die Beschichtung der limitierende Faktor für das Zustandekommen der Zerstörschwelle war. Unter dem Mikroskop war die selbe Kristallisierung zu beobachten wie auch bei unbeschichtetem Material in diesem Test und wie in [18] für unbeschichtete Proben. Eine Zerstörung der Schicht war höchstens sekundär zu beobachten. Im Bereich der Messunsicherheit haben somit beide Proben eine annähernd gleichhohe Zerstörfestigkeit gezeigt.

Eine vergleichende Darstellung der Messergebnisse erfolgt in Abbildung 20 und in Tabelle 6.

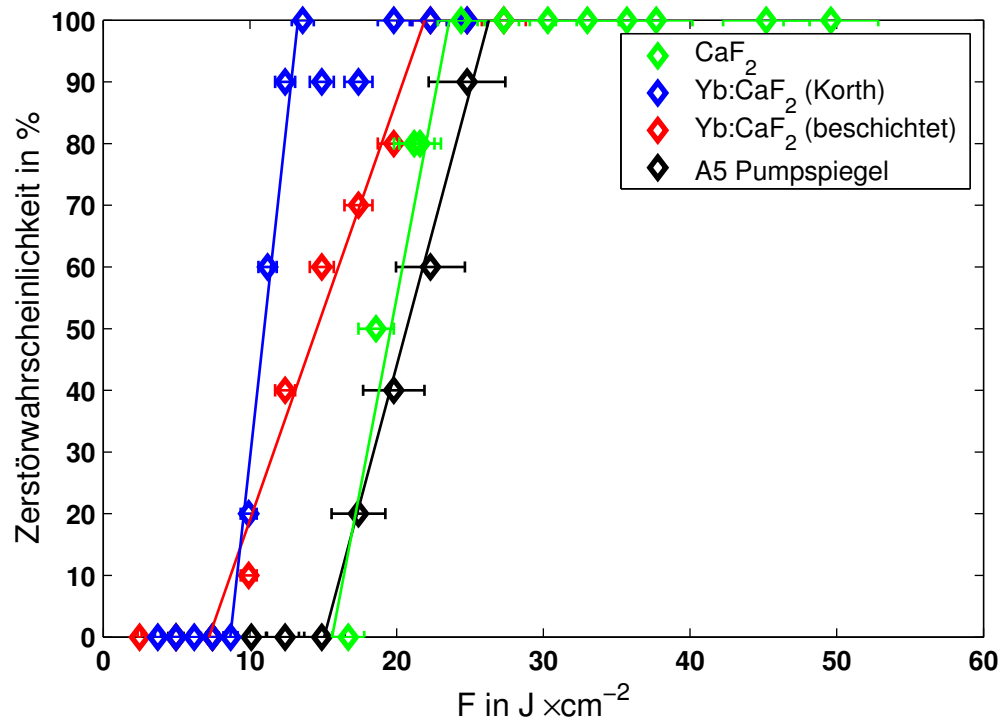


Abbildung 20: Zerstörungswahrscheinlichkeiten mit eingezeichneten Fitfunktionen

Probe	$F_D$ in $\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$
CaF <sub>2</sub>	$15,1 \pm 1,9$
Yb:CaF <sub>2</sub> (beschichtet)	$7,2 \pm 1,6$
Yb:CaF <sub>2</sub> (Korth)	$8,7 \pm 2,0$
A5 Pumpspiegel	$15,6 \pm 6,6$

Tabelle 6: Ergebnisse der Zerstörschwellenmessung mit Nd:YAG Laser



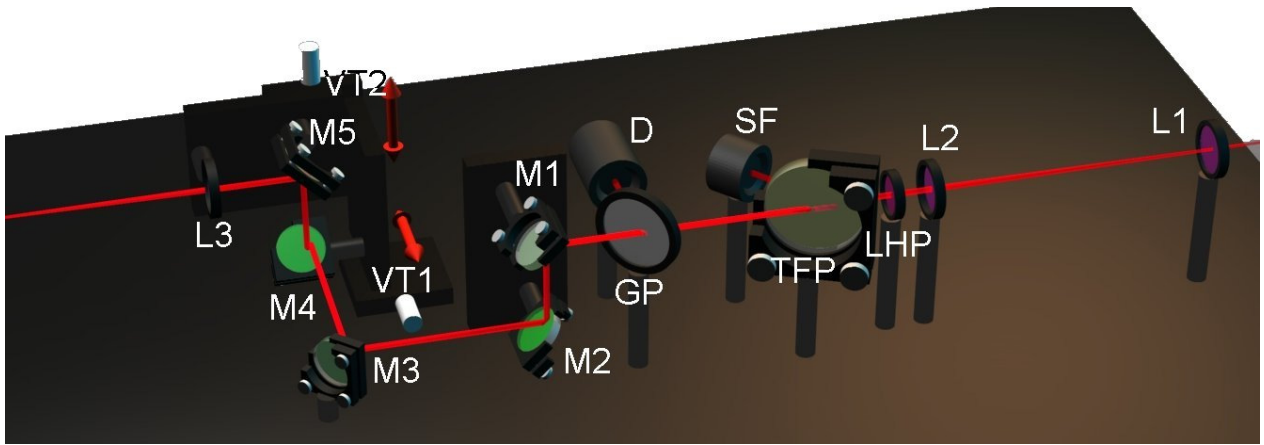


Abbildung 21: Aufbau für Zerstörschwellenmessplatz mit beweglichem Fokus

## 9.2 Zerstörschwellenmessung bei kryogenen Temperaturen für Yb:CaF<sub>2</sub>

Die Messung der Zerstörschwellen bei kryogenen Temperaturen ( $-150^{\circ}\text{C}$ ) unterscheidet sich im Verfahren nicht von den Messungen bei Raumtemperatur. Ein Problem stellt aber die Unbeweglichkeit der Probe dar, da diese sich innerhalb des Kryostaten befindet. Dieser lässt sich aufgrund der Anschlüsse für die Vakuumpumpen und seines Gewichtes von über 30 kg nicht mittels eines handelsüblichen Verfahrtes bewegen. Um dennoch das Abfahren des Rasters zu ermöglichen wird ein Aufbau realisiert, bei dem sich der Fokus auf der Probe verschieben lässt (Abb. 21).

Auf einem 1D-Verfahrtisch (VT1), dessen Verfahrtrichtung parallel zur Probenoberfläche ist, wird ein Periskop (M4 und M5) mit durch einen zweiten 1D Verfahrtisch (VT2) variabel einstellbarem Spiegelabstand und der Fokussierlinse (L3) montiert. In das Periskop wird parallel zur Verfahrtrichtung des unteren Verfahrtisches eingekoppelt. Da sämtliche Verfahrtrichtungen parallel zum Strahl erfolgen und die Fokussieroptik immer mitbewegt wird, ändert sich nur die Fokusposition parallel zur Probenoberfläche, solange eine akurate Justierung des Aufbaus vorliegt. Abschwächung und Messung der Laserpulsenergie sind identisch mit den im vorigen Aufbau verwendeten Konzepten.

Um die Intensitäten auf den Optiken und auch auf den Fenstern des Kryostaten möglichst gering zu halten verfügt der Aufbau über ein Teleskop (L1 und L2) zum Aufweiten des Strahles und eine scharfe Fokussierung mit einer Brennweite von 30 cm (L3). Einen weiteren Unterschied zur vorhergehenden Messung ist, dass bei dieser Messung nicht das “Infinity”-Lasersystem sondern der Strahl der Stufe eins (siehe 11) verwendet wird. Diese Messungen finden deshalb bei 1030 nm statt.

Die Messung des Fokus (Abb. 22) erfolgt aus Einfachheitsgründen ohne Kryostat wie auch beim anderen Aufbau beschrieben. Ergebnisse des Strahlprofilfits stehen in Tabelle 7. Die Konstanz der Fokusparameter beim Verschieben parallel zur Probenoberfläche wurde dabei überprüft. Die Zerstörschwellenbestimmung erfolgt genau wie unter 9.1.3.

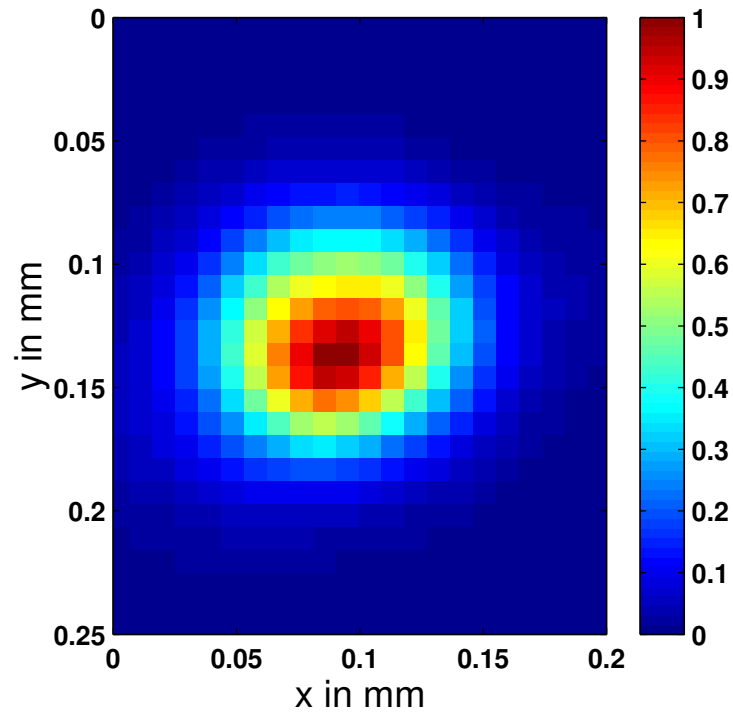


Abbildung 22: Gemessener Fokus für Kryoaufbau

Parameter	Wert
$w_x$ in mm	0,021
$w_y$ in mm	0,017

Tabelle 7: Ergebnisse des Strahlprofilfits für Kryoaufbau, Fehler vernachlässigt

Es werden zwei Proben untersucht. Als Vergleichswert dient Quarzglas bei Raumtemperatur, die Yb:CaF<sub>2</sub> - Probe, welche von der Korth Kristalle GmbH stammt, wird sowohl bei Zimmertemperatur als auch bei ca. 125 K unter Vakuum dem Zerstörschwellentest unterzogen. Alle Messungen finden innerhalb des Kryostaten statt, um eventuelle Änderungen des Fokusbereichs durch die Brewsterfenster für alle Proben identisch zu gestalten. Die genaue Positionierung erfolgt mittels eines von oben in den Kryostaten justierten Laserpointer. Bei Raumtemperatur werden 20 Schuss pro Fluenzstufe für Yb:CaF<sub>2</sub>, bei 125 K und der Glasprobe jeweils zehn Schuss auf die Probe abgegeben.

### 9.2.1 Ziel der Messungen und Fehlerbetrachtung

Aufgrund des kleinen Fokus ist die Genauigkeit der Fokusvermessung und damit der Bestimmung der Maximalfluenz eingeschränkt. Durch die Verwendung des Kryostaten während der Messungen kommt es zu zusätzlichen Unsicherheiten, da das Brewsterfenster nicht bereits bei der Fokusbestimmung verwendet werden kann. Eine gesicherte Angabe des Fehlers für den Fokus kann deshalb an dieser Stelle nicht erfolgen. Da die Fokusbestimmung aber für alle Messungen in diesem Aufbau gleichermaßen Gültigkeit besitzt, wirkt sich auch der Fehler der Fokusbestimmung auf alle Messungen gleich aus, wodurch die Messungen untereinander eine Vergleichbarkeit besitzen. Diese Vergleichbarkeit ist nur durch die Messunsicherheit der auf die Proben applizierten Energie eingeschränkt.

Die Messungenauigkeit für die Energie wird bedingt durch die Energiestabilität des Laseroutputs und die Messgenauigkeit bei der Energiekalibrierung des Detektors. Sie kann auf maximal  $\pm 5\%$  abgeschätzt werden. Ein Vergleich der Messungen untereinander kann somit in dieser Genauigkeit erfolgen.

Eine genauere Normierung der Absolutwerte der Zerstörschwellen ist wegen der fehlenden Messgenauigkeit bei der Fokusgröße nur über Vergleich der Messwerte für Yb:CaF<sub>2</sub> mit den am Infinity-Laser erzielten Ergebnissen unter Berücksichtigung einer entsprechenden Normierung möglich. Das Ziel dieser Messungen ist deshalb nicht das Finden derartiger Werte, sondern vielmehr eine Vergleichbarkeit der Zerstörschwellen untereinander, um eine Skalierung mit der Temperatur genauer zu untersuchen.

### 9.2.2 Auswertung der Ergebnisse

Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 23 zusammenfassend dargestellt. Betrachtet man die erhaltenen Zerstörwahrscheinlichkeiten (Tab. 8), ist zu erkennen, dass es bei den Yb:CaF<sub>2</sub> innerhalb der erreichten Messgenauigkeit keinen signifikanten Unterschied in der Zerstörwahrscheinlichkeit bei unterschiedlicher Temperatur gibt. Das entspricht den Erwartungen, da nach dem in 6.1 erläuterten Zerstörmechanismus höchstens eine geringe Temperaturabhängigkeit zu erwarten ist. Hierfür lassen sich zwei Begründungen angeben. Erstens

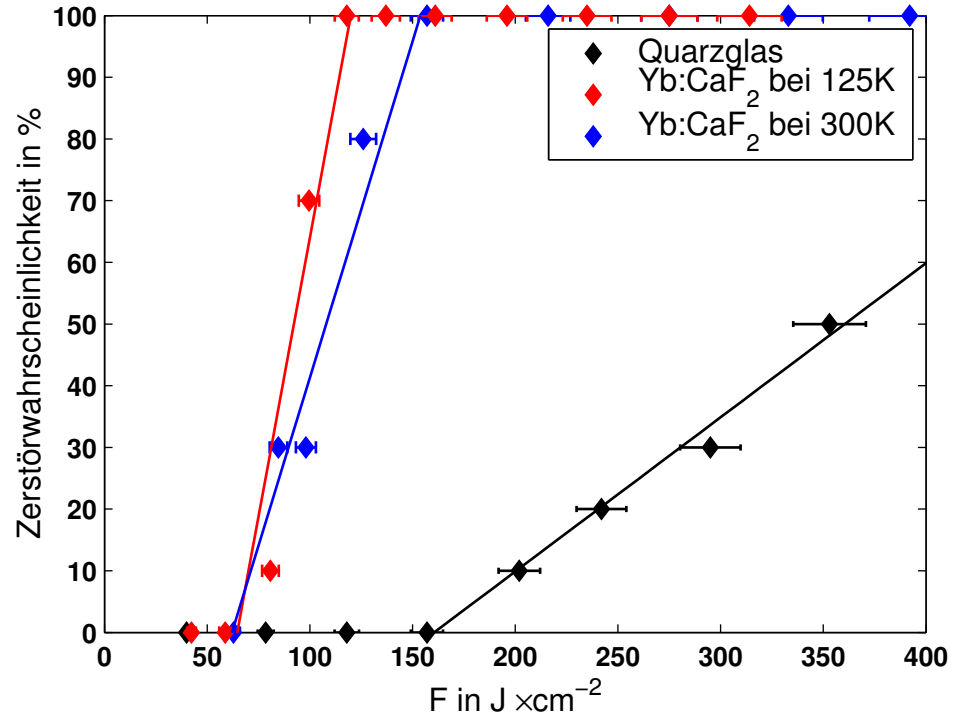


Abbildung 23: Gemessene Zerstörwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Fluenz (Fehler durch Fokusbestimmung nicht berücksichtigt)

Probe	$F_D$ in J·cm <sup>-2</sup>
Quarzglas	$160 \pm 30$
Yb:CaF <sub>2</sub> (300K)	$60 \pm 10$
Yb:CaF <sub>2</sub> (125K)	$60 \pm 20$

Tabelle 8: Ergebnisse der Zerstörschwellenmessung im Kryostaten (Fehler durch Fokusbestimmung nicht berücksichtigt)

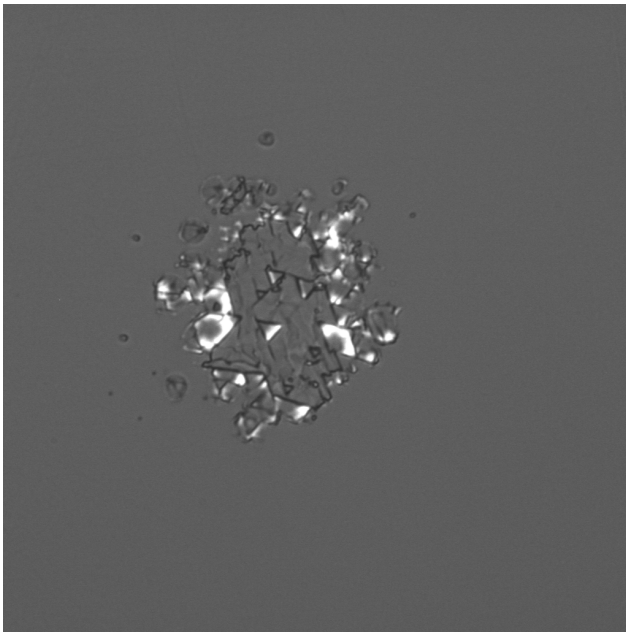
wird als Kriterium für die Zerstörung des Materials das Erreichen der Zerstörtemperatur angenommen. Die Absenkung der Ausgangstemperatur um ca. 200 K ist im Vergleich zur Schmelztemperatur von  $\text{CaF}_2$  mit  $1360^\circ\text{C}$  [18] vergleichsweise gering. Noch unbedeutender wird der erreichte Temperaturunterschied für die notwendige zuzuführende Wärmeenergie wenn berücksichtigt wird, dass die Wärmekapazität mit steigender Temperatur wächst [4].

Es treten bei  $\text{Yb:CaF}_2$  zwei verschiedene Schadensbilder auf. Die “normalen” Schäden (Abb. 24a), welche durch Aufschmelzen des Materials und anschließende Rekristallisation entstehen und kraterartige Zerstörungen (Abb. 24b), deren Ursache nach den Erläuterungen in [34] wahrscheinlich in Verunreinigungen und Inkonsistenzen im Material zu suchen sind. Durch lokales Aufheizen entstehen an diesen Stellen dann starke Spannung im Material, die zum Aussprengen des Kraters führen.

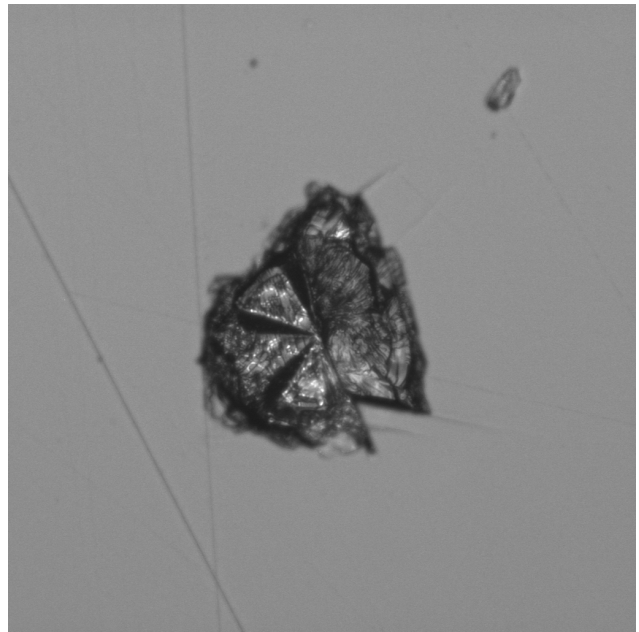
Beide Schadensmuster sind bei beiden Temperaturen über den gesamten zerstörkritischen Fluenzbereich zu beobachten, jedoch treten die kraterartigen ungefähr fünf mal häufiger bei tiefen Temperaturen auf. Das deutet darauf hin, dass das Material bei tiefen Temperaturen, wahrscheinlich aufgrund der verminderten Elastizität, eher für soche Schäden anfällig ist. Aufgrund der geringen Anzahl an Schüssen kann dieses Ergebnis aber erst als vorläufig betrachtet werden. Absicherung ist durch weitere Messungen mit größerer Statistik von Nöten.

Ein weiterer Unterschied wird erkennbar, wenn man die Größe der “normalen” Schadstellen bei verschiedenen Temperaturen und identischen Fluenzen in Abbildung 25 vergleicht. Es fällt auf, dass bei tiefen Temperaturen die Schäden nur etwa ein Zehntel des Durchmessers von denen bei Zimmertemperatur haben. Das Erscheinungsbild ist dabei für beide Fälle vom “normalen” Typ. Eine mögliche Erklärung wäre die bei tiefen Temperaturen stark erhöhte Wärmeleitfähigkeit des Materials. Hierdurch breitet sich die Wärme wesentlich schneller aus und erreicht damit nur auf kleinerem Gebiet die Schmelztemperatur des Materials.

Ein Vergleich der erzielten Messwerte mit den am Infinity Laser erzielten Ergebnissen ist nurmöglich, wenn vorher gemäß 6.2 eine Skalierung durchgeführt wird. Der Einfluss der Wellenlängenänderung ist aufgrund des geringen Unterschieds zu vernachlässigen. Skaliert man nun entsprechend der Fokusgröße und der Pulsdauer die Zerstörschwellen [32], erhält man einen Skalierungsfaktor von etwa 0,105 für die erhaltenen Zerstörschwellen. Für  $\text{Yb:CaF}_2$  bedeutet das eine Zerstörschwelle von etwa  $6,2 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Im Vergleich mit dem im vorigen Aufbau erzielten Wert ist im Rahmen einer Genauigkeit von etwa 20% eine Übereinstimmung der Werte nach der Skalierung festzustellen. Es kann somit geschlussfolgert werden, dass trotz der Unsicherheiten bei der Bestimmung des Fokus die erzielten Absolutwerte in einem realen Bereich liegen. Eine weitere Bestätigung dessen liefert die für Quarzglas bestimmte Zerstörschwelle von  $160 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Diese liegt im selben Bereich von 13 bis  $240 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ , wie für ähnliche Pulsdauern in [34] angegeben.

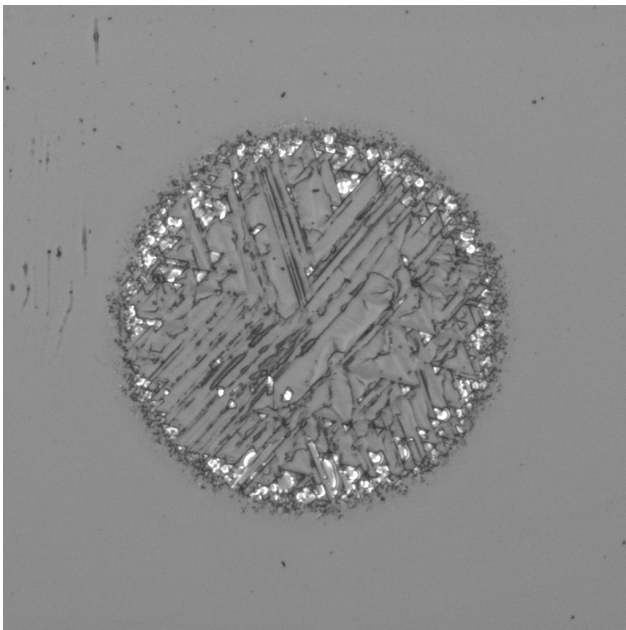


(a) Aufschmelzung stark vergrößert

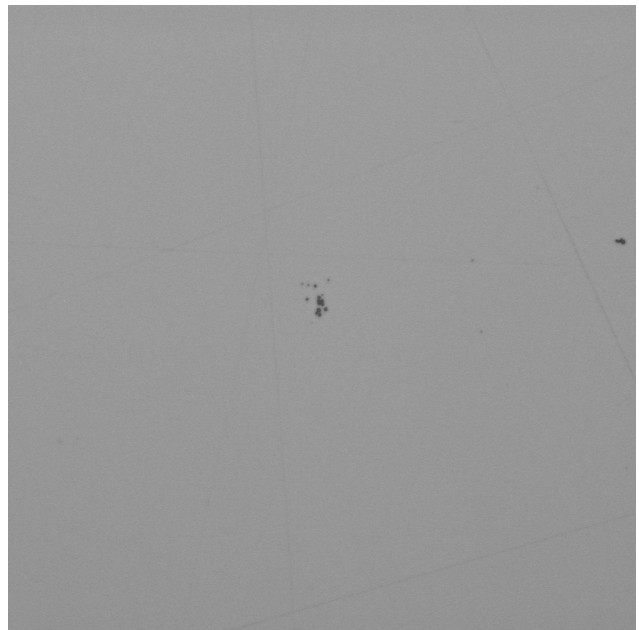


(b) Krater

Abbildung 24: verschiedene Erscheinungsbilder der Schäden bei 125 K



(a) 300K



(b) 125K

Abbildung 25: Schäden bei gleicher Fluenz und der selben Vergrößerung für unterschiedliche Temperaturen

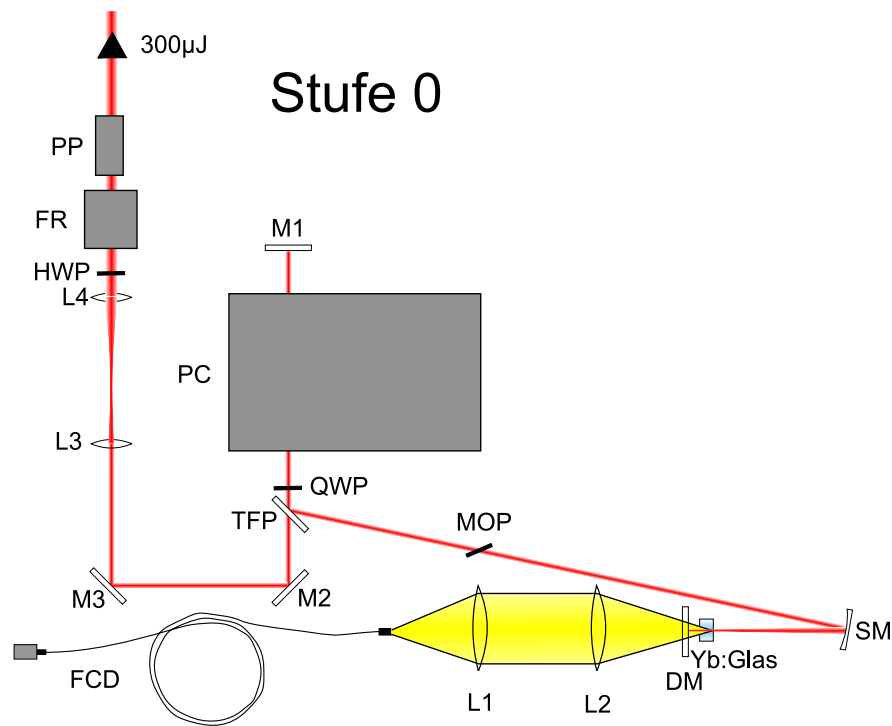


Abbildung 26: Aufbau des Oszillators mit nachfolgendem Teleskop und optischer Diode

## Teil III

# Das Lasersystem

Das Lasersystem besteht aus insgesamt drei Stufen. Die erste ist ein Laseroszillator, der Pulse mit einer Energie von bis zu 300  $\mu\text{J}$ , bei einer Länge von 6,7 ns erzeugt. In der ersten Verstärkerstufe werden diese auf bis zu 100 mJ verstärkt. Mit der dritten Stufe soll einmal eine Ausgangsenergie von über einem Joule erreicht werden. Gegenstand dieser Arbeit ist es, dass System bis zur ersten Verstärkerstufe aufzubauen und zu charakterisieren. Hinzu kommt die Entwicklung und Analyse einer zweiten Verstärkerstufe mit Überprüfung einer kryogenen Kühlung auf etwa  $-150^\circ\text{C}$  für das in diesem Verstärker verwendete Lasermaterial.

## 10 Die Oszillator Stufe

### 10.1 Aufbau

Der als Oszillator verwendete Laserverstärker (Abb. 26) entspricht im Grundaufbau dem in [19] beschriebenen. Pumplichtquelle ist eine fasergekoppelte 7 W Diode (FCD) der Lumics GmbH im gepulsten Betrieb bei 976 nm. Durch die Stabilisierung der Temperatur mittels eines Peltierkühlelementes wird das Spektrum der Diode stabil gehalten. Dies unterdrückt

wellenlängenabhängige Schwankungen in der Absorption des als aktives Medium verwendeten Ytterbium dotierten Fluorid-Phosphat-Glases unabhängig vom Pumpstrom oder der Folgefrequenz.

Der Laserresonator ist zweiarmig. Im Fokus des einen Armes steht das Lasermaterial, im kollimierten Arm befinden sich ein Dünnschichtpolarisator (TFP), eine  $\frac{\lambda}{4}$  - Platte (QWP) und eine Pockelszelle (PC), mit denen die Güteschaltung realisiert wird. Hinzu kommt eine Lambda-Platte höherer Ordnung (MOP) zur Einengung des emittierten Spektrums und zum Verschieben der Zentralwellenlänge.

## 10.2 Funktionsweise

Durch den Dünnschichtpolarisator (TFP) kann ausschließlich senkrecht zum Tisch polarisiertes Licht mehrfach im Resonator umlaufen. Parallel polarisiertes Licht wird sofort ausgekoppelt. Während der Pumpdauer von 1,5 ms ist die Pockelszelle (PC) nicht geschaltet. Es dreht nur die  $\frac{\lambda}{4}$  - Platte (QWP) die Polarisation des aus dem Lasermaterial emittierten Lichts im Doppeldurchgang um  $90^\circ$ . Licht, welches am Dünnschichtpolarisator reflektiert wurde, ist somit nach dem Durchlaufen des Armes hinter dem TFP um  $90^\circ$  gedreht und wird ebenfalls ausgekoppelt. Der Resonator besitzt so während der Pumpzeit eine sehr geringe Güte und ein Anschwingen des Lasers ist unmöglich.

Am Ende des Pumpvorgangs schaltet die Pockelszelle für 670 ns und dreht die Polarisationsebene im Doppeldurchgang nun ebenfalls um  $90^\circ$ . Zusammen mit der  $\frac{\lambda}{4}$  - Platte wird somit keine Änderung der Polarisationsebene mehr erreicht und eine Auskopplung der am Dünnschichtpolarisator reflektierten Strahlung findet nicht mehr statt. Der Resonator ist jetzt stabil. Spontan emittierte Lichtquanten aus dem angeregten Lasermaterial laufen nun bei richtiger initialer Emissionsrichtung und Polarisation mehrfach im Oszillator um und werden so beim Durchgang durch das Lasermaterial verstärkt. Dadurch baut sich innerhalb des Oszillators eine hohe Energiedichte auf.

Am Ende der Schaltzeit wird durch Wiederherstellung des Ausgangszustandes schlagartig die gesamte im Resonator gespeicherte Energie ausgekoppelt, da die Polarisation des umlaufenden Lichtes jetzt wieder gedreht und so eine Auskopplung des vorher im Resonator umlaufenden Pulses erreicht wird. Die Länge des ausgekoppelten Pulses entspricht damit ca. einem Resonatorumlauf, also etwa 2 m, was eine Pulsdauer von etwa 6 ns bedeutet.

Die Lambda-Platte höherer Ordnung bewirkt in Abhängigkeit ihres Einstellungswinkels eine wellenlängenabhängige Drehung der Polarisation. Da der Resonator nur für ungedrehte Polarisation stabil ist, wird so eine Möglichkeit zum Anpassen des Ausgangsspektrums geschaffen.

Für Justagezwecke ist es möglich den Oszillator mit  $\mu\text{s}$  - Spikes zu betreiben, indem die Lambdaviertel-Platte so verdreht wird, dass so gut wie keine Drehung der Polarisation mehr



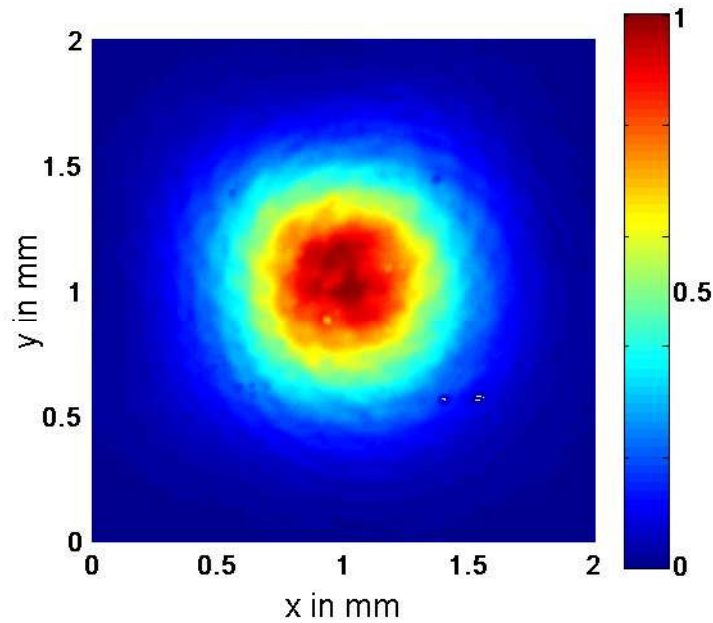


Abbildung 27: Strahlprofil des Oszillators

erfolgt. Die Pockelszelle wird nicht mehr geschaltet. Der Resonator schwingt bei ausreichender Verstärkung jetzt selbstständig an. Eine Regelung der Pulsenergie und der Pulslänge ist durch Drehen der  $\frac{\lambda}{4}$  - Platte möglich.

### 10.3 Ausgangsparameter

Der Oszillator liefert im gütegeschalteten Betriebsmodus Pulse mit einer Länge von 6,7 ns (Abb. 28). Der Strahldurchmesser beträgt ca. 0,8 mm Halbwertsbreite (FWHM), bei einem nahezu idealem Gaußprofil wie aus Abbildung 27 ersichtlich. Die Ausgangspulsenergie lässt sich über die Schaltzeit der Pockelszelle und die Pumpdauer bis ca. 300  $\mu$ J regeln. Oberhalb dieser Ausgangsenergie ist ein stabiler Betrieb des Oszillators nicht mehr möglich, da die Intensität auf dem Lasermaterial zu hoch wird und Zerstörung auftritt. Für sicheren Dauerbetrieb hat sich eine Ausgangsenergie von 100  $\mu$ J bewährt.

Die Pumpzeit zum Erreichen dieser Energie beträgt 1,5 ms bei einer Schaltzeit der Pockelszelle von 670 ns. Die Pockelszelle arbeitet bei dieser Öffnungszeit am oberen Limit. Dies ist notwendig, um möglichst viele Umläufe innerhalb des Verstärkers zu realisieren, wodurch die Verstärkungssättigung annähernd erreicht werden kann. Dadurch wird eine Stabilisierung der Ausgangsenergie erzielt, da dieser Effekt fluenzabhängig ist (siehe 4.3.2). Bei den verwendeten Parametern beträgt die Schwankung der Ausgangsenergie weniger als 5%.

Die Verwendung der Phasenplatte führt zu einer Einengung des Ausgangsspektrums von 8 nm auf 4 nm (Abb. 28). Die Mittelwellenlänge lässt sich von ca. 1020 nm bis 1035 nm schieben. Die Zentralwellenlänge ist mit 1031 nm an die maximale Verstärkung der im Nachfolgenden

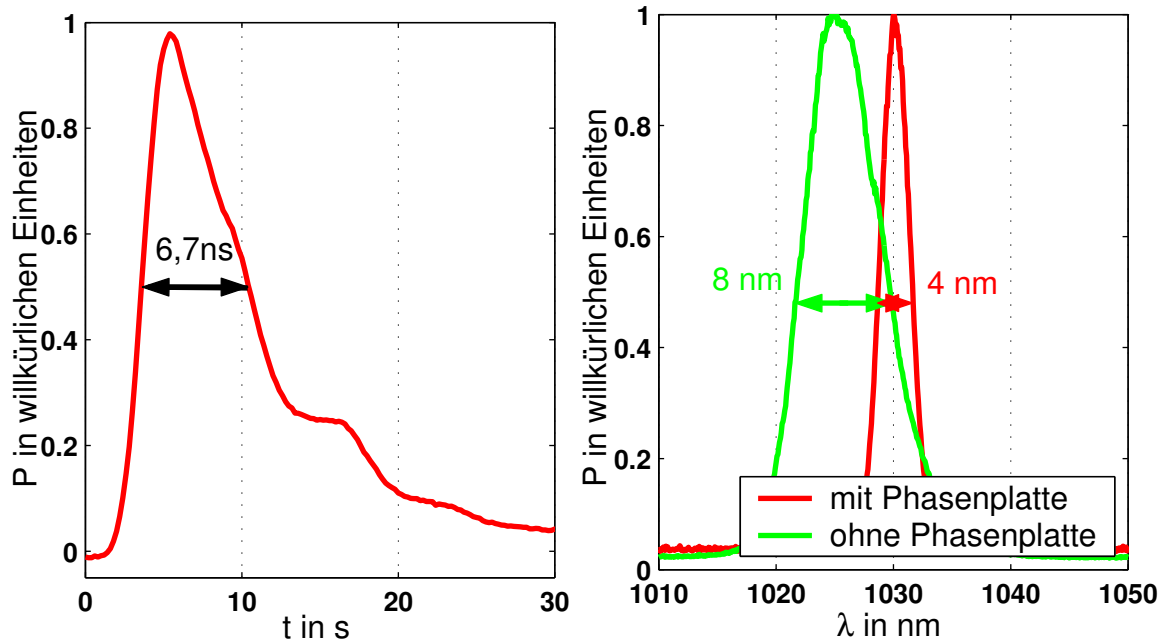


Abbildung 28: links: zeitliche Struktur des Oszillatorpulses für Nanosekundenbetrieb, gemessen mit schneller Photodiode, rechts: Spektrum der Oszillatorpulse für Nanosekundenbetrieb mit und ohne Phasenplatte, gemessen mit Ocean Optics Spektrometer

beschriebenen ersten Verstärkerstufe auf Basis von Yb:YAG angepasst.

## 11 Stufe 1

### 11.1 Aufbau und Funktionsweise

Um die im Oszillator erzeugten Pulse zu verstärken wird ein weiterentwickelter Aufbau (Abb. 29) des in [8] beschriebenen “Boosters” verwendet. Als optische Pumpe wird ein Laserdiodenmodul mit einer optischen Ausgangsleistung von insgesamt 2,5kW verwendet. Die interne Pumpoptik ist zur Verbesserung der Homogenität des Pumgebietes entfernt. Die Fokussierung des Pumpstrahles wird mittels einer sphärischen (L1) und einer doppelten thorischen Linse (L2) erreicht. Lasermaterial ist Yb:YAG, welches eine hohe Verstärkung ermöglicht. Der Resonator ist im Prinzip ein Multipass-Aufbau, wo das Lasermaterial direkt hinter einem dichroitischen Spiegel (DM1) steht, der für die Laserwellenlänge hochreflektiv ist und gleichzeitig für die Pumpwellenlänge antireflexbeschichtet ist. Ein zweiter derartiger Spiegel (DM2) stellt sicher, dass auch Reste transmittierter Laserstrahlung nicht in den Laserdiodenstapel fokussiert werden können.

Der Strahlengang ist so aufgebaut, dass nach jedem doppeltem Materialdurchgang eine Eins zu Eins Abbildung mittels sphärischer Spiegel (SM1 bis SM3) der Brennweite 0,5 m das Strahlprofil auch bei leichter Divergenz des Eingangstrahles annähernd konstant hält.

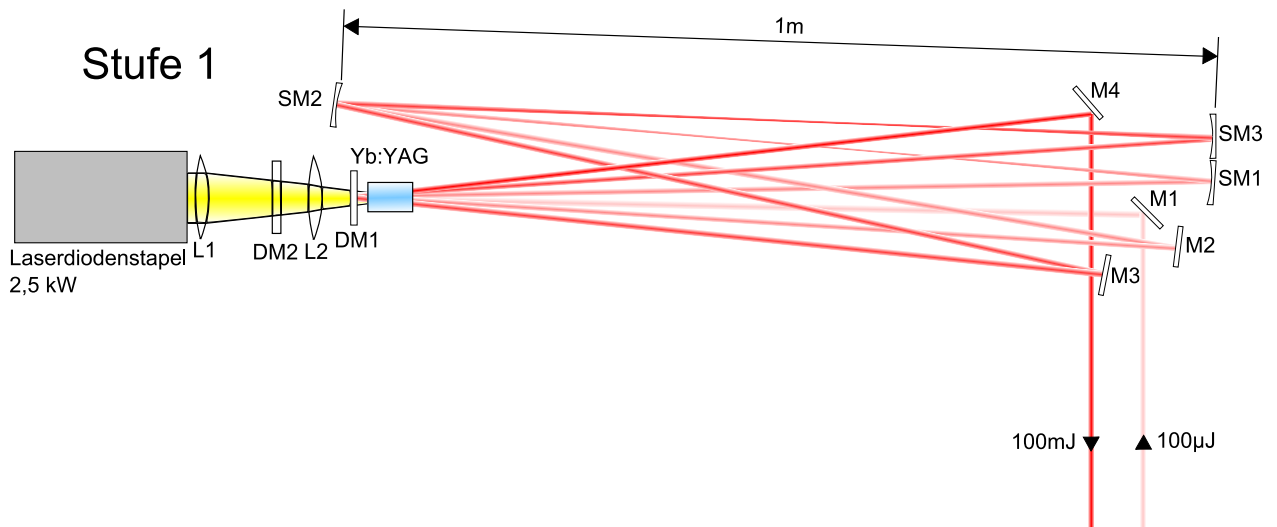


Abbildung 29: Schematische Darstellung der "Booster"-Verstärkerstufe

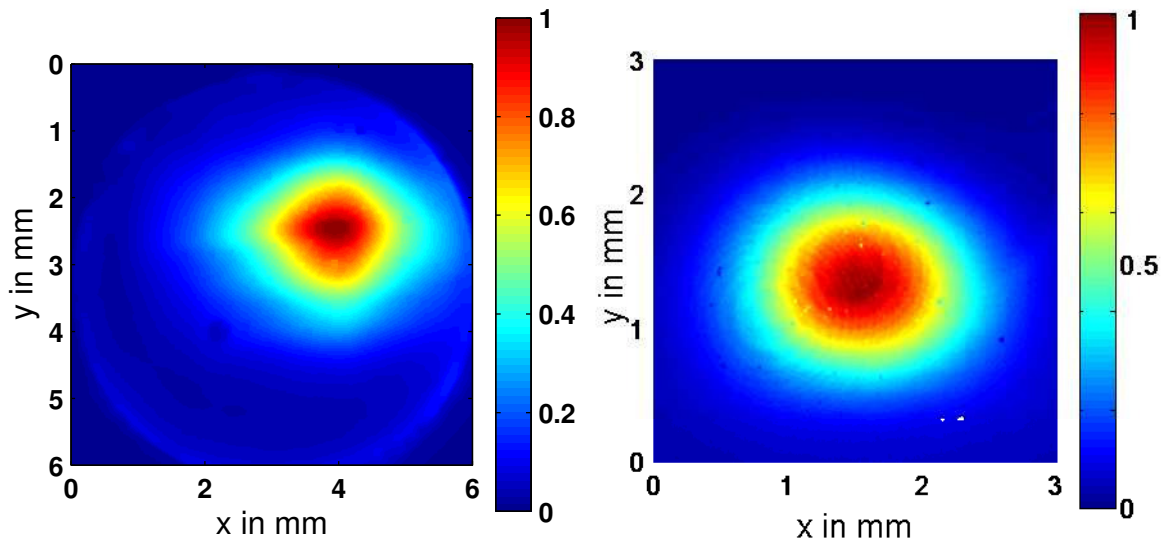


Abbildung 30: links: Pumprofil der "Booster"-Stufe; rechts: Ausgangsstrahlprofil

Hierdurch kann die Durchgangsanzahl durch das Lasermaterial ohne negative Folgen für das Strahlprofil auf sechs erhöht werden. Der Verstärker arbeitet bei den verwendeten Eingangspulsenergien bereits in Sättigung, was auch bei instabiler Energie des Oszillators eine sehr hohe Ausgangsenergiestabilität der Vorstufe für die weitere Verstärkung garantiert.

Der Strahldurchmesser wird während des Durchlaufs durch diesen Verstärker konstant auf etwa 1,5 mm FWHM gehalten. Dieser Strahldurchmesser hat eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Durchmesser des Pumpgebietes. Dadurch ist ein Aufrechterhalten des Eingangsprofils gewährleistet und eine effektive Verstärkung möglich.

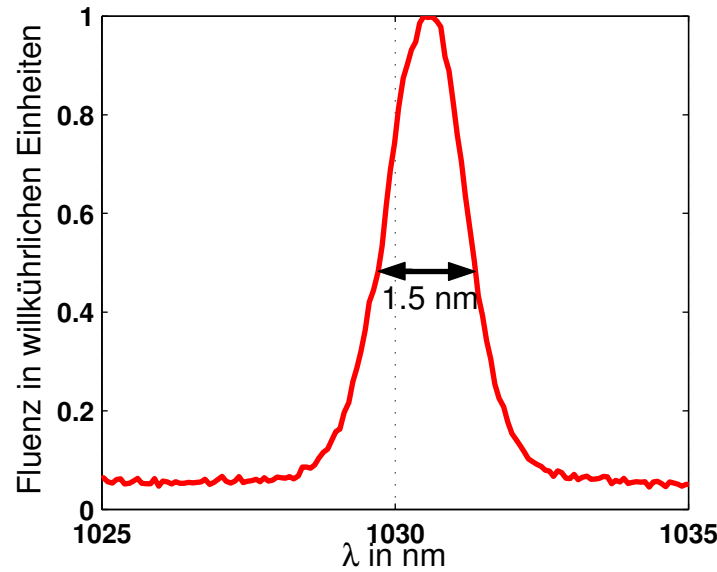


Abbildung 31: Ausgangsspektrum nach der Stufe 1

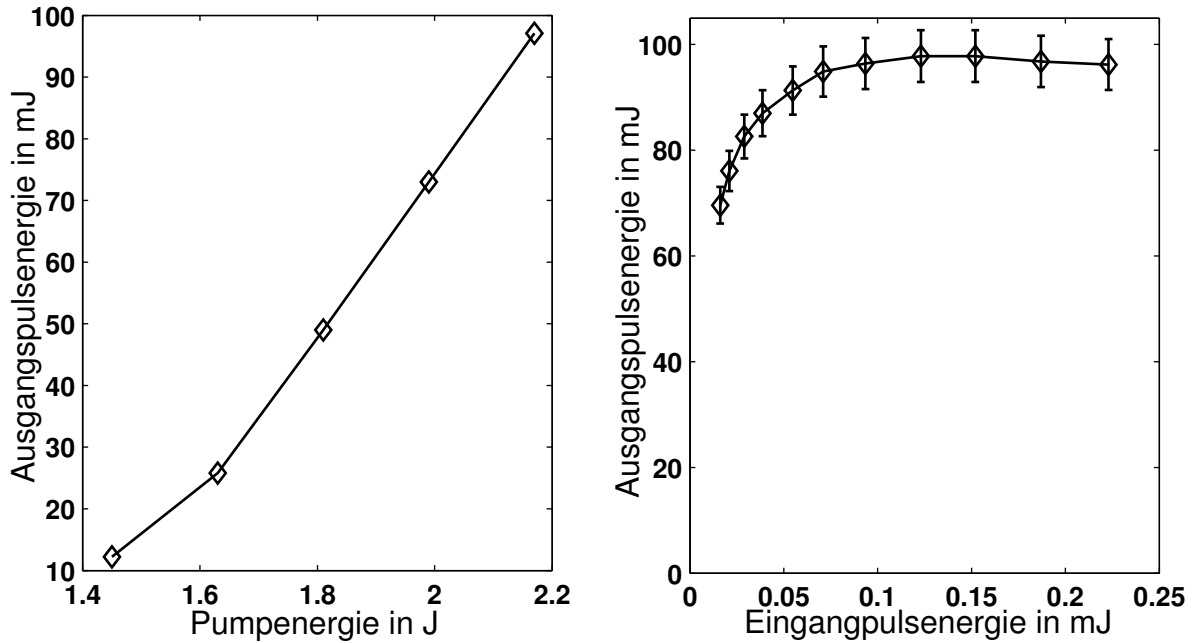
## 11.2 Ausgangsparameter und Dynamik

Das aus Stufe 1 gewonnene Strahlprofil ist im Vergleich zum Eingangsstrahlprofil nur gering verändert. In x-Richtung ist eine leichte Vergrößerung des Profils zu beobachten. Ursache ist wahrscheinlich das ebenfalls leicht elliptische Pumpprofil (Abb. 30). Das Profil als Ganzes ist sehr homogen und eignet sich zur weiteren Verstärkung (Abb. 30). Die angestrebte Energiemarke von 100 mJ wird problemlos erreicht (Abb. 32a), ohne die maximal mögliche Pumpfluenz zu verwenden. Eine höhere Energie kann jedoch aufgrund der Zerstörschwellen nicht verwendet werden. Aus diesem Grund wird im weiteren Betrieb der Verstärker nur mit einer Pumpdauer von 800  $\mu$ s betrieben, obwohl, wie in den theoretischen Betrachtungen gezeigt, auch eine Pumpzeit bis etwa zur doppelten Lebensdauer des Materials, also 1,7 ms, zu einer Erhöhung der Inversion und damit der extrahierbaren Energie führen würde.

Das Spektrum des Pulses ist nach dem Verstärker mit 1,5 nm Halbwertsbreite noch einmal deutlich schmalbandiger (Abb. 31), was an der schmalen Verstärkungsbandbreite des verwendeten Lasermaterials liegt.

Durch die hohe Fluenz innerhalb des Verstärkers befindet sich dieser im Betrieb bereits in Sättigung. Dies hat den positiven Effekt, dass ab einer Eingangspulsenergie von etwa 70  $\mu$ J kaum noch eine Veränderung der Ausgangsenergie festgestellt werden kann (Abb. 32b). Die für kurze Pumpzeiten erreichte Effizienz beträgt knapp fünf Prozent.

Die Repetitionsrate der ersten beiden Stufen ist, um thermische Zerstörung des aktiven Mediums auszuschließen, auf ein Hertz beschränkt.



(a) Ausgangsenergie in Anhängigkeit von der Pump- (b) Ausgangsenergie in Abhängigkeit von der Eingangsenergie für 200  $\mu$ J Seedenergie und 1ms Pumpdauerangspulsenergie bei konstanter Pumpenergie

Abbildung 32: Ausgangsparameter der ersten Verstärkerstufe

## 12 Relay Imaging Verstärker

### 12.1 Funktionsweise von Relay Imaging

Ziel von Relay Imaging ist es, das Profil des Laserpulses im Lasermaterial immer wieder in sich selbst abzubilden, um ein möglichst gutes Strahlprofil über die Verstärkung zu bewahren. Der hier beschriebene Aufbau ermöglicht es zudem, mit gerade einmal fünf Spiegeln bis zu zehn Durchgänge durch das Lasermaterial zu erreichen, wofür sonst schon eine wesentlich höhere Anzahl an optischen Komponenten nötig wäre.

Ausgangspunkt für das hier beschriebene Relay Imaging System (Abb. 12.1) ist ein stabiler Resonator mit zwei kollimierten Armen (zwischen M1 und SM1 und M2 und SM2) und einer Fokusstrecke zwischen SM1 und SM2. Koppelt man einen Strahl in den unteren Teil eines der kollimierten Arme ein, so läuft dieser einmal im Resonator um und trifft dann auf der Rückseite des Einkopplers (M3) auf. Verkippt man aber einen der Endspiegel in den kollimierten Armen so, dass der ankommende Strahl mehr zur Mitte des Systems hin zurückgeworfen wird, ändert sich der Strahlengang und der Strahl wird bei ausreichender Verkipfung nicht mehr die Rückseite des Einkopplers treffen.

In Abbildung 12.1 kann der im nachfolgenden genau beschriebene Strahlengang für sechs Umläufe nachvollzogen werden. Um den Strahlengang besser zu verstehen und auch um mehr Durchläufe mit der selben Spiegelgröße der sphärischen Spiegel realisieren zu können, empfiehlt es sich, diesen Vorgang in einer weiteren Ebene aufzuspalten, und so einkommende

und rücklaufende Strahlen in den kollimierten Armen zu trennen. Dies wird erreicht, indem nicht mehr genau auf der optischen Achse des Systems eingekoppelt wird, sondern etwa einen halben Strahldurchmesser daneben. Hierdurch wechselt der Strahl nach jedem Durchlauf auf der Fokusstrecke, wo er parallel bleibt, die Seite. Die Strahlen auf einer Seite eines kollimierten Armes laufen alle in die selbe Richtung. Man beobachtet nun, dass mit zunehmender Durchgangszahl der Strahl in der Einkoppelebene von unten nach oben läuft und in der anderen Ebene von oben nach unten. Der auszukoppelnde Strahl ist somit gleich neben dem Einkoppelstrahl und geht in die entgegengesetzte Richtung des Einkoppelstrahls. Zusätzlich laufen die Strahlen dank der versetzten Ein- und Auskopplung auseinander. Benutzt man ein und den selben Spiegel zum Ein- und Auskoppeln kann man beide Strahlen so auch noch auf diesem Spiegel überlappen lassen, was die Komplexität des Systems weiter senkt.

Die Durchgangszahl in einem solchen System kann nun allein durch die Verkippung eines der planen Endspiegel (M1 oder M2) eingestellt werden. Sie wird lediglich durch die Größe der sphärischen Spiegel begrenzt, auf denen die übereinander liegenden Strahlen noch aufgelöst werden müssen.

## 12.2 Betrachtungen zum Astigmatismus

Gemäß den in 5.2 gemachten Vorüberlegung soll für weitere Designüberlegungen an dieser Stelle der Einfluss vom durch den Resonator verursachten Astigmatismus näher betrachtet werden. Untersucht wird der entstehende Effekt durch die Aufspaltung der Resonatorarme. Bei den Untersuchungen soll es sich nur um eine Abschätzung handeln, weshalb einige Vereinfachungen gemacht werden:

- Vernachlässigung des Wegunterschiedes für verschiedene Strahlteile
- keine Berücksichtigung des Lasermaterials
- keine Berücksichtigung der Fenster des Vakuumrohres
- plane Spiegel werden nicht erfasst
- Vernachlässigung der Propagation des kollimierten Strahles bis zum ersten Auftreffen auf einen der sphärischen Spiegel

Unter diesen Voraussetzungen kann die Strahlpropagation für einen Umlauf innerhalb des beschriebenen Verstärkers wie folgt durchgeführt werden:

1. Anpassung von Winkel und Strahldurchmesser wegen schiefe Auftreffens  $\begin{pmatrix} \alpha_s \\ d \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \alpha_s + \alpha \\ \frac{d}{\cos \alpha} \end{pmatrix}$

## Strahlengang beim Relay Imaging für 3 Umläufe

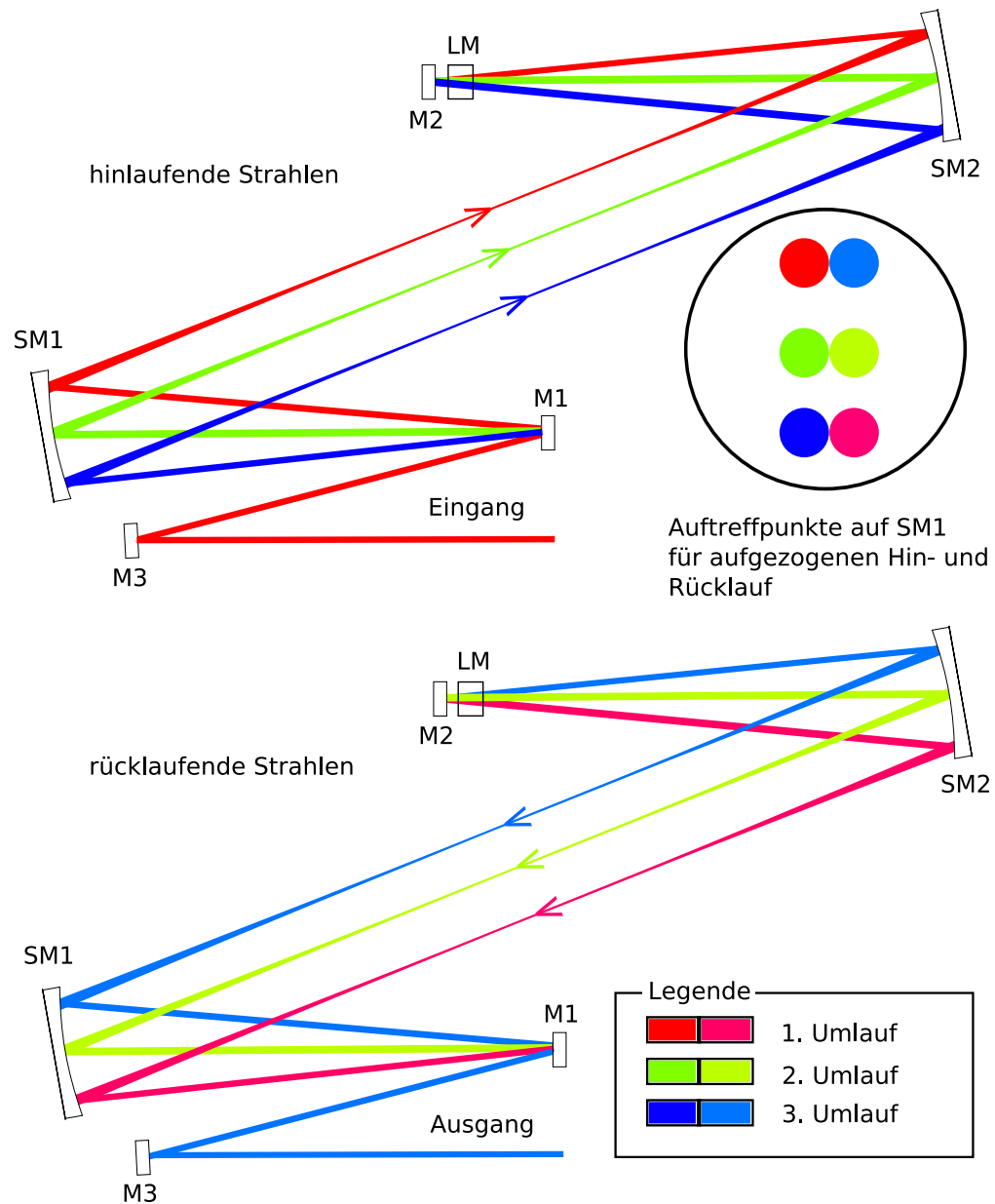


Abbildung 33: Schematische Darstellung eines Relay Imaging Aufbaus

2. Anwendung des sphärischen Spiegels mittels  $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r} & 1 \end{pmatrix}$
3. Anpassung vom Winkel an Verkipfung der optischen Achse und Rücktransformation des Strahldurchmessers  $\begin{pmatrix} \alpha_s \\ d \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \alpha_s - 2\alpha \\ d \cos \alpha \end{pmatrix}$
4. 2,5 m Propagation mittels  $\begin{pmatrix} 1 & 2,5 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
5. dreimalige Wiederholung der Schritte 1. bis 4.

Für mehrere Umläufe innerhalb des Resonators muss dies mehrfach durchgeführt werden. Pro Umlauf erreicht man mit dem verwendeten Aufbau zwei Materialdurchgänge. Abschließend wird der Puls noch gemäß 4. über die Auskoppelstrecke von 2,5 Metern propagiert, da erst dort eine Trennung der Pulse möglich ist.

Zur Durchführung einer Analyse werden insgesamt drei anfangs parallele Strahlen mittels eines Matlab Skriptes nach diesem Verfahren propagiert. Einer davon propagiert genau auf der optischen Achse, die anderen anfangs jeweils im selben Abstand auf beiden Seiten der optischen Achse. Zur Analyse des Effektes wird der Abstand der Strahlen nach Propagation durch den virtuellen Verstärker mit dem anfänglichen verglichen.

Verschiedene Durchläufe für unterschiedliche Strahldurchmesser haben gezeigt, dass unter Annahme dieses vereinfachten Modells keine Abhängigkeit des relativen Strahldurchmessers am Ausgang vom absoluten Strahldurchmesser vorliegt. Daraus kann geschlussfolgert werden, dass das Strahlprofil erhalten bleibt und höchstens verzerrt wird. Ebenfalls konnte keine Dezentrierung des Strahls festgestellt werden.

Die Stärke des Astigmatismus skaliert mit der Anzahl der Resonatorumläufe und dem Aufspaltungswinkel (Abb. 34). Hohe Umlaufzahlen, wie Sie für angemessene Verstärkungsfaktoren bei niedrigverstärkenden Medien erforderlich sind, sind demnach nur für kleine Winkel bis etwa zehn Grad sinnvoll, ergeben aber bereits unter diesen Umständen einen deutlichen Effekt mit einer Reduzierung des Strahldurchmessers in einer Richtung auf ca. 80%. Werden weniger Umläufe benötigt, ist es möglich, den Öffnungswinkel zu erhöhen.

### 12.3 Designüberlegungen

Die Abbildung innerhalb der Verstärkerstufe mit großen Spiegeln stellt besondere Ansprüche an den Aufbau. Ein entscheidender Vorteil gegenüber einer linearen Abbildung mit Linsen ist, dass das Gesamtsystem wesentlich kompakter ist. Nach den Betrachtungen zum Astigmatismus zeigt sich dafür ein Nachteil aufgrund des durch den schiefen Einfall verursachten Abbildungsfehlers. Der Öffnungswinkel des Verstärkers muss deshalb je nach Strahldurchmesser minimal gehalten werden.



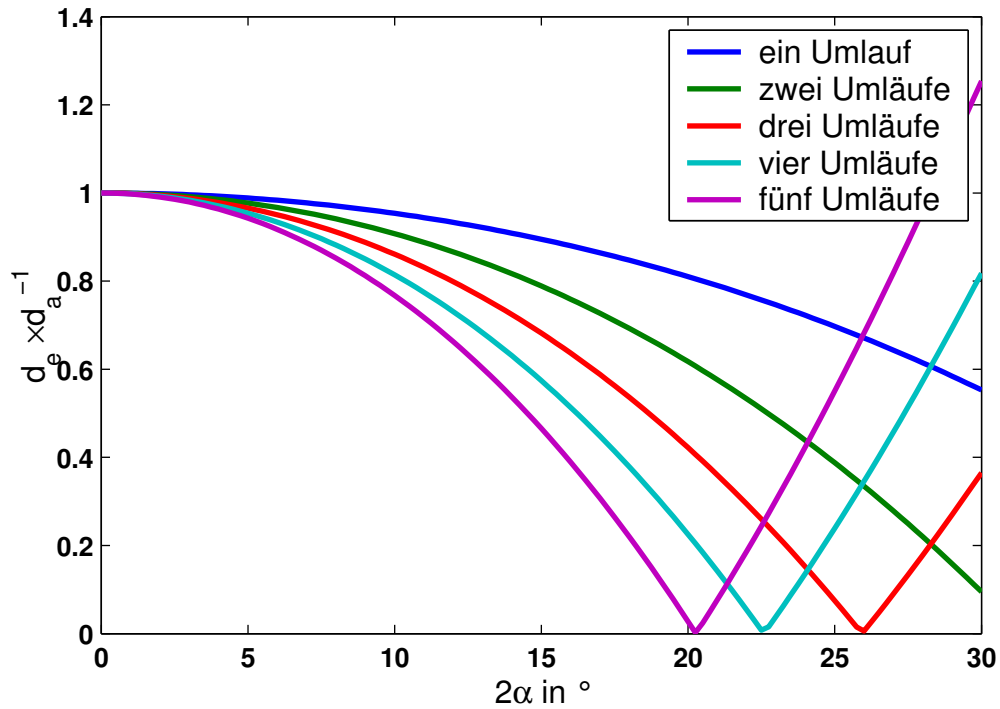


Abbildung 34: Simulationsergebnisse zum Astigmatismus, Veränderung des Strahldurchmessers in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel des Resonators

Die notwendige Größe der sphärischen Spiegel des Systems skaliert im Wesentlichen mit der angestrebten Zahl der Materialdurchgänge, um das Eingangssignal auf die angestrebte Endenergie zu verstärken und den benötigten Strahldurchmesser, um Schäden an optischen Komponenten des Systems zu vermeiden. Pro doppeltem Materialdurchgang muss der Durchmesser der sphärischen Spiegel mindestens genauso groß sein wie die minimale Apertur, die den Strahl noch ohne Beeinträchtigung transmittiert. Bei einem Strahl mit Rechteckprofil ist dies etwas größer als der Strahl selbst, bei einem Gaußstrahl etwas mehr als der  $\frac{1}{e^2}$  - Durchmesser.

Die Minimierung des verwendeten Strahldurchmessers ist innerhalb des hier beschriebenen Systems von großer Bedeutung, da, je größer der verwendete Strahl ist, die Eigenschaften des Systems in allen Belangen schlechter werden. Hierzu gehört sowohl die Abhängigkeit von Verstärkung und Effizienz von der Pumpintensität als auch der Zwang, bei größeren Durchmessern zu größeren Öffnungswinkeln, was wieder mehr Abbildungsfehler verursacht und größeren Spiegeln zu gehen. Begrenzung für die Größe des Strahldurchmessers nach unten stellt die Zerstörschwelle der optischen Komponenten dar. Eine Skalierung des Systems, um zumindest die Abbildungsfehler bei größeren Strahldurchmessern wieder zu unterdrücken, ist durch eine erhöhte Brennweite der sphärischen Spiegel möglich, was die Abmaße des Systems aber weiter erhöht.

Die Verwendung eines Justagelasers im sichtbaren Spektralbereich ist für die Justage

notwendig, denn aufgrund der extremen Kompaktheit des Strahlenganges innerhalb des Systems, gestaltet es sich sonst äußerst kompliziert es mit einem nicht sichtbaren Laserstrahl einzurichten.

## 12.4 Justage

Die Justage erfolgt in folgenden Schritten:

1. Justage eines stabilen Resonators mittels über einen Endspiegel eingekoppelten sichtbaren Lasers
2. Einkopplung des Justagelasers auf der selben Linie wie der spätere Hauptstrahl
3. Einstellung der benötigten Seitenaufspaltung und Durchlaufzahl durch Verkipfung eines der Endspiegel mit sichtbarem Laser
4. Feineinstellung des ausgekoppelten Laserstrahls durch Verkipfung des selben Endspiegels wie bei 3.
5. Nachführen des vorher in der Größe angepassten Pumpgebietes durch Maximierung der Ausgangsenergie

Für Nachjustage der Durchlaufzahl ist es ausreichend die Punkte 3. bis 5. zu wiederholen.

Wenn in einem Arm der Fokuspunkt der kollimierten Strahlen nachgeführt werden muss, kann dies unabhängig vom restlichen Laser geschehen. Hierzu wird zunächst mit dem sphärischen Spiegel des zu verstellenden Armes der Fokus auf die gewünschte Stelle verschoben und anschließend der Endspiegel so nachgestellt, dass der reflektierte Strahl wieder auf die alte Position trifft. Realisieren lässt sich dies mit dem Justagelaser für den stabilen Resonator.

## 12.5 Aufbau Resonator

Der Resonator entspricht dem unter 12.1 beschriebenen Grundaufbau der real verwendete Aufbau ist in Abbildung 35 dargestellt. Der Arm zwischen SM1 und M3 des Verstärkers wird zum Ein- und Auskoppeln genutzt, vom anderen zwischen DM und SM2 wird das aktive Medium aufgenommen. Als Endspiegel dient im Einkopplungsarm ein planer  $0^\circ$  Spiegel (M3) mit einem Zoll Durchmesser und im anderen Arm ein planparalleler Pumpspiegel mit 1,5 Zoll (DM). Der Durchmesser der sphärischen Spiegel (SM1 und SM2) beträgt drei Zoll, die Brennweite 1,25 m. Die Ein- und Auskopplung wird mit einem zölligen  $0^\circ$  Spiegel (M2) unterhalb des sphärischen Spiegels im Koppelarm erreicht. Dies ist dadurch möglich, dass die seitliche Aufspaltung gering gehalten wird, wodurch beide Strahlen sich auf diesem Spiegel überlappen. Die Trennung erfolgt erst nach einer Propagationsstrecke von über zwei Meter. In der Fokusstrecke befindet sich ein Vakuumgefäß mit Fenstern im Brewsterwinkel.

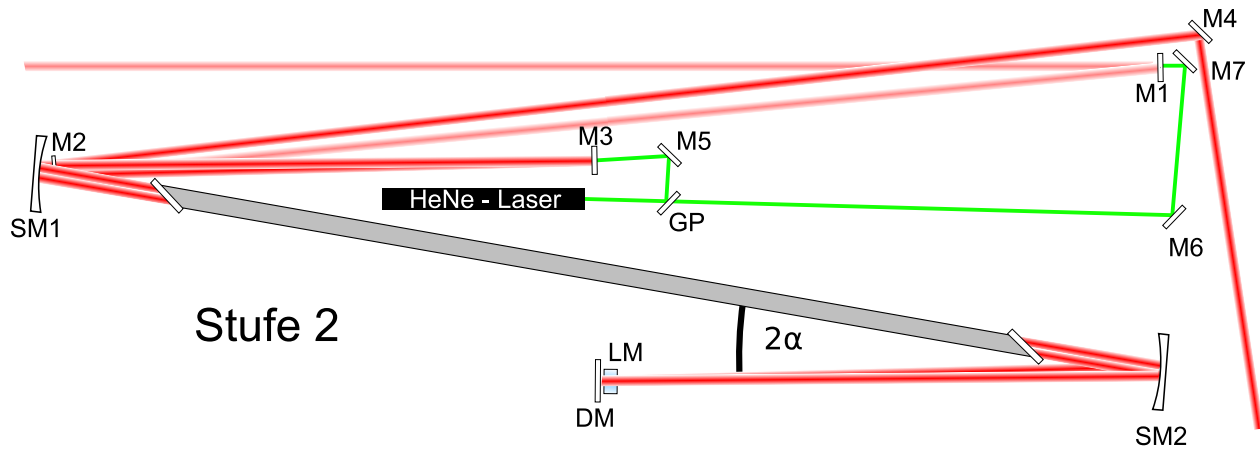


Abbildung 35: Aufbauskinne der Relay Imaging Verstärkerstufe mit Justagelaser, ohne Pumpoptik

Als Justagelaser kommt ein grüner Helium-Neon Laser zum Einsatz. Der Strahl wird mit einer Glasplatte (GP) aufgespalte. Der eine Teil des Strahls wird durch den Endspiegel im Einkoppelarm (M3) in den Resonator gelenkt und dient zur Justage der Stabilität. Der andere Strahl wird durch den letzten  $0^\circ$  Spiegel (M1) vor dem Einkoppelspiegel parallel zum Laserstrahl eingekoppelt und dient zur Justage der seitlichen Aufspaltung und der Durchlaufzahl.

## 12.6 Messungen mit Yb:Glas

Ziel der Verwendung eines Verstärkerlasses in diesem Verstärkerbau ist es festzustellen, in wie weit sich ein ähnlicher Aufbau als Zusatzverstärker zwischen der zweiten und dritten Verstärkerstufe des POLARIS - Lasersystems eignen würde. Hierzu muss die Verstärkerstufe in der Lage sein, einen Eingangspuls von 20 bis 30 mJ auf eine Endenergie von über 200 mJ zu verstärken. Die angestrebte Repetitionsrate beträgt 0,1 Hz. Das Ausgangsstrahlprofil darf keine Beugungsstrukturen aufweisen und muss stabil sein.

Getestet werden zwei Lasergläser mit einer Dotierung von  $6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$  und unterschiedlichen Dicken. Die Repetitionsrate für volle Verstärkung ist auf 0,1 Hz begrenzt, da die Gläser nur an der Seite gekühlt werden können und eine sehr schlechte Wärmeleitung besitzen.

### 12.6.1 Yb:FP-Glas mit 1,3 cm Dicke

Das dicke Glas hat einen Durchmesser von 1,3 cm und ist 1,2 cm dick. Es ist dafür ausgelegt im Pumpstrahleinzeldurchgang bei 940 nm Pumpwellenlänge optimal zu arbeiten. Um möglichst homogen innerhalb des Mediums zu verstärken, was insbesondere für die breitbandige Verstärkung im POLARIS - Lasersystems notwendig ist, wird ein zweiseitiger Pumpaufbau konzipiert (Abb. 36). Hierbei wird ein 4,5 kW Laserdiodenmodul (LDM1) so aufgebaut, dass

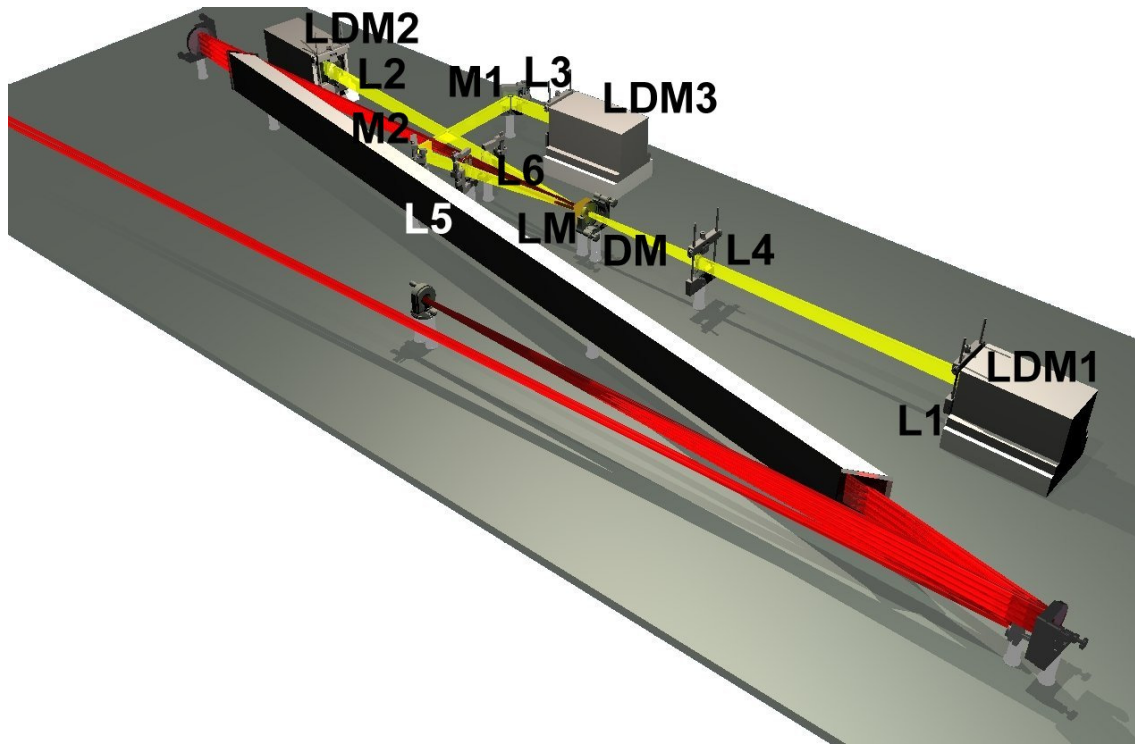


Abbildung 36: 3D Modell des Aufbaus mit dickem Glas und achtfachem Materialdurchgang des Laserpulses, inklusive verwendetem Pumpaufbau, der Resonatoraufbau entspricht dem in Abbildung 35

es das Material (LM) direkt durch den dichroitischen Spiegel (DM) pumpt. Ein zweiter Pumpspiegel (nicht dargestellt) schützt den Laserdiodenstapel vor transmittierten Pulsanteilen des Hauptlasers. Von der anderen Seite wird direkt mit zwei 2,5 kW Laserdiodenmodulen (LDM2 und LDM3) unter kleinem Winkel gepumpt. Um möglichst symmetrisch zu bleiben, ist der Aufbau mit Spiegeln (M1 und M2) so gewählt, dass von beiden Seiten eingestrahlt wird. Die Fokussierung der Pumpstrahlen wird mit je zwei thorischen Linsen erreicht (L1 bis L6). Die einzelnen Pumpspots können durch leichtes Verrücken der Fokuslinsen und der Umlenkspiegel in einem kleinen Bereich nachgeregelt werden. Das mit dieser Anordnung erreichte Pumpgebiet ist annähernd rechteckig und hat eine Größe von etwa  $9 \text{ mm}^2$  (Abb. 37).

Mit dem Aufspaltungswinkel der Resonatorarme von  $10^\circ$  kann ein Strahl mit einem Durchmesser bis etwa 4,5mm FWHM bei gaußförmigen Profil durch den Verstärker geführt werden. Größere Strahldurchmesser sind aufgrund der Abmessungen des Vakuumrohrs nicht möglich. Es konnten so insgesamt bis zu zehn Materialdurchgänge realisiert werden.

Das Strahlprofil überstrahlt das Pumpgebiet, um eine Ausnutzung der kompletten Größe zu erreichen und so den Strahldurchmesser für hohe Energien möglichst groß zu machen. Dies bewirkt, dass nur ein Teil des Profils verstärkt wird und das Strahlprofil sich dem Pumpprofil anpasst. Man beobachtet beim Erhöhen der Pumpintensität deshalb zunächst ein Zusammenziehen der Strahlgröße. Bei hohen Pumpintensitäten dehnt sich das Profil dann wieder

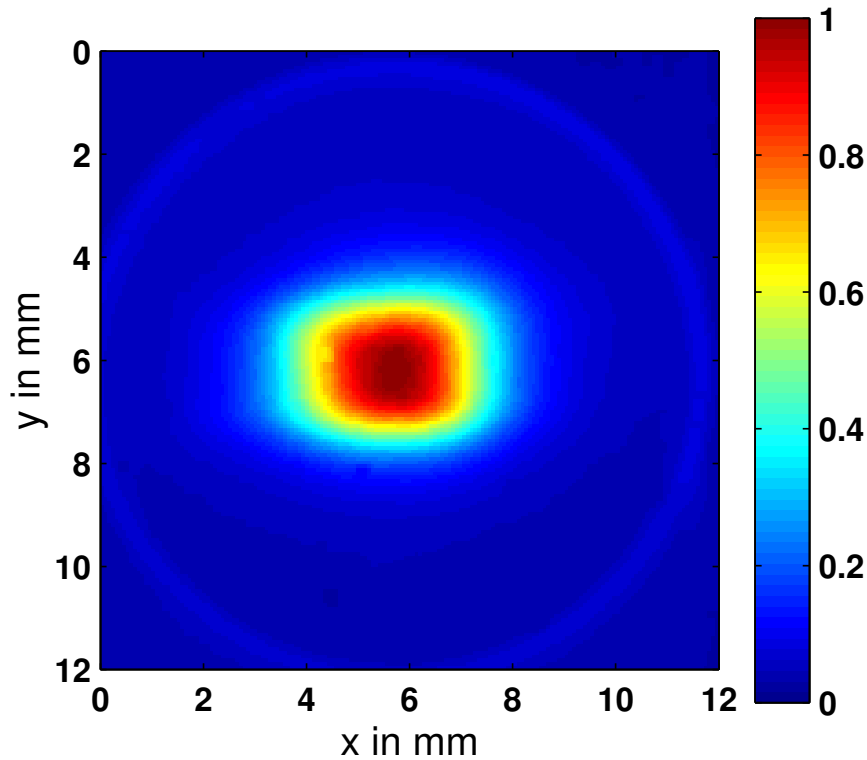


Abbildung 37: vereintes Pumpprofil aller drei Laserdiodenmodule

in einer Richtung etwas aus (Abb. 38). Dies liegt darin begründet, dass auch das Pumpprofil sich bei hohen Intensitäten aufgrund der erhöhten Divergenz der Laserdioden (siehe 2.2) aufweitet. Das resultierende Strahlprofil ist eine exakte Abbildung des Pumpgebietes.

Ohne merkliche Veränderung des Ausgangsprofils der Verstärkerstufe konnten verschiedene Pumpdauern und Umlaufzahlen getestet werden. Für eine Pumpdauer von 2,5 ms mit voller Energie wurde trotz des überstrahlten Pumpgebietes ein Verstärkungsfaktor von 1,25 pro Materialdurchgang erreicht. Für die geringere Pumpdauer von 2ms lag diese bei rund 1,2.

Die maximale Gesamtverstärkung lag bei Faktor sechs. Erreicht wurde diese sowohl mit der langen Pumpdauer, als auch mit der kürzeren Pumpdauer allerdings mit erhöhter Anzahl der Materialdurchläufe. Aus ist Abb. 39 ersichtlich, dass für hohe Pumpenergien die Verstärkung nicht weiter ansteigt sondern stagniert. Dies entspricht nicht dem erwarteten Verhalten laut Rechnungen. Diese lassen hier ein überproportionales weiteres Ansteigen der Verstärkung für höhere Pumpenergien erwarten. Genauere Nachforschungen ergaben, dass der verwendete Laserdiodentreiber aufgrund eines Einstellungsfehlers nicht in der Lage war, den erforderlichen Strom für die Laserdioden bereitzustellen. Dieser Effekt trat erst ab einer bestimmten Stromstärke auf, die mit dem Abknicken der Verstärkung korreliert. Es ist somit zu erwarten, dass der hier beschriebene Aufbau in der Lage ist, noch deutlich höhere Verstärkungen zu erreichen. Insbesondere dürfte es problemlos möglich sein, eine Ausgangsenergie

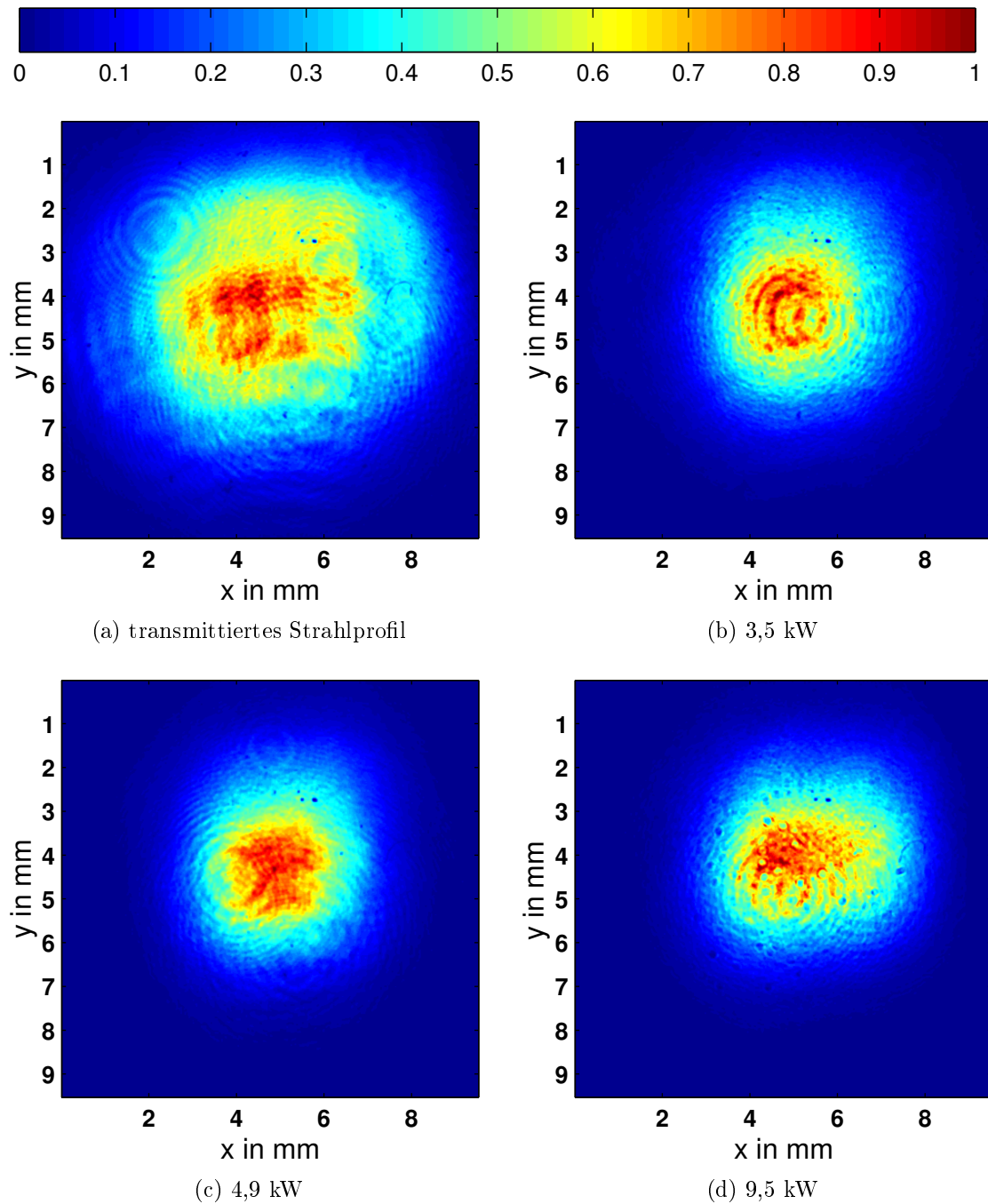


Abbildung 38: Ausgangsstrahlprofile der Stufe zwei bei unterschiedlichen Pumpleistungen und einer Pumpimpulsdauer von 2,5 ms

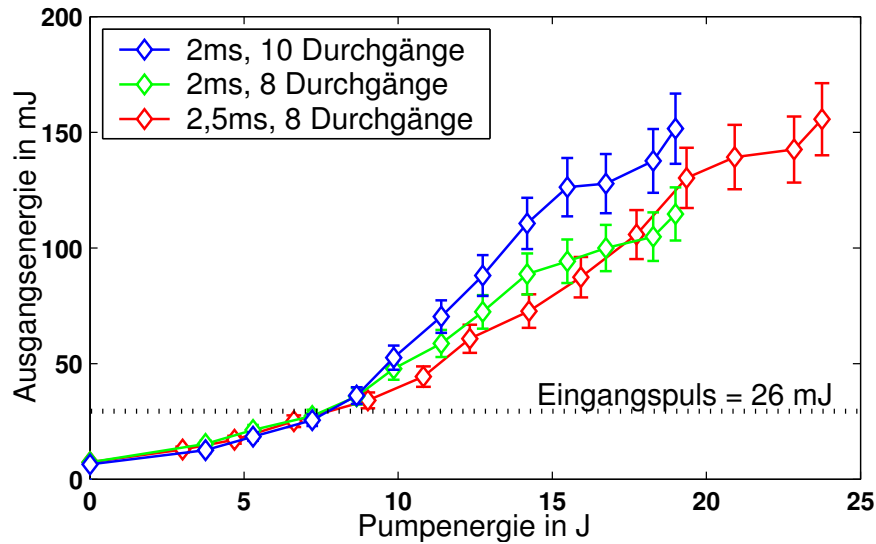


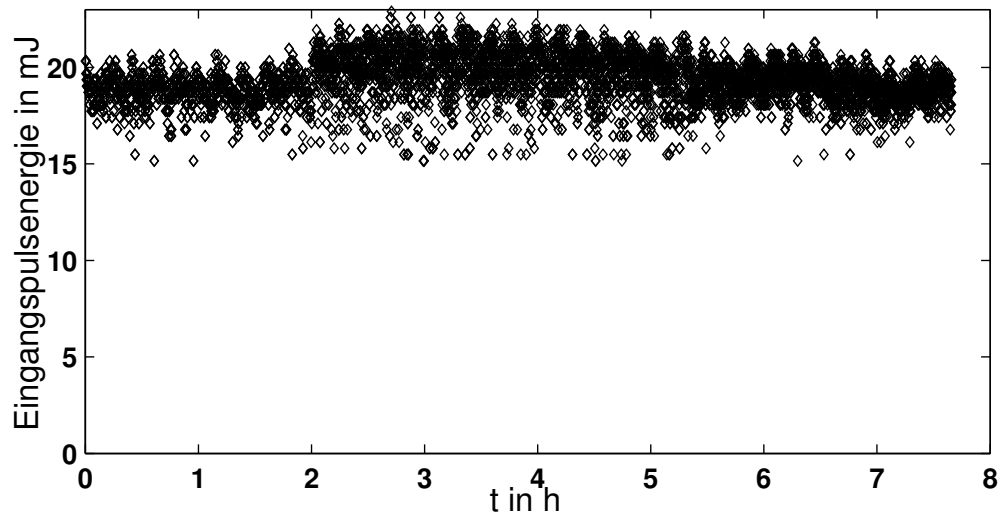
Abbildung 39: Erzielte Verstärkungskurven mit der zweiten Verstärkerstufe (gemessen mit Gentec ED500)

jenseits der 200 mJ Marke zu erreichen, da der Verstärker innerhalb des vom Treiber nicht beeinträchtigten Bereichs ein Verhalten annähernd der Theorie zeigt. Ein Test hierfür wird direkt am POLARIS System erfolgen.

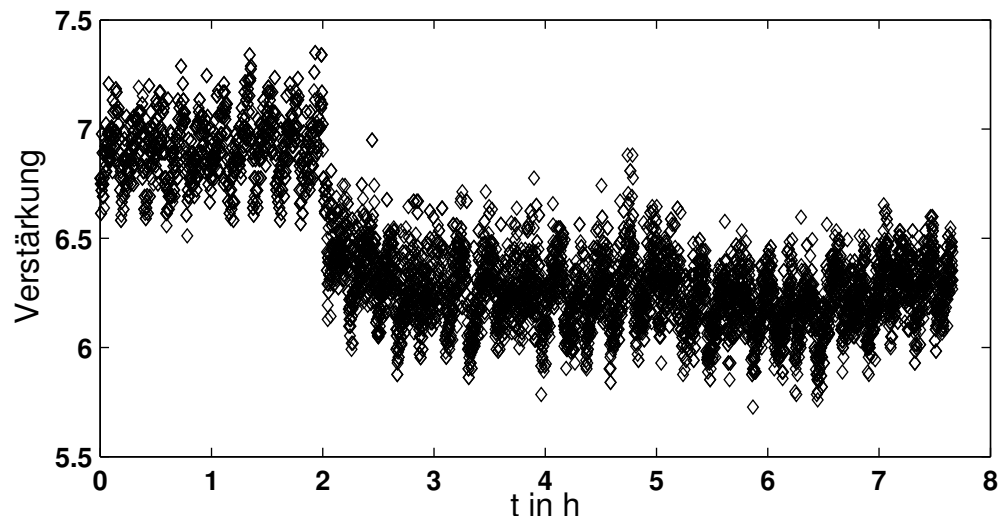
Ein Astigmatismus konnte entgegen den Erwartungen nicht beobachtet werden. Das transmittierte Strahlprofil ist dagegen fast perfekt rund. Führt man aber einen Vergleich mit dem Profil der Stufe 1 so ist zu erkennen, dass das dort gewonnene Strahlprofil genau in der Aufspaltungsebene leicht größer und leicht divergent ist. Der Astigmatismus gleicht dies anscheinend aus.

Zur Messung der Stabilität über einen Zeitraum von einigen Stunden wurde die Energie von Ein- und Ausgangspuls bei einer Rate von 0,2 Hz computergestützt überwacht (Abb. 40). Das Eingangstrahlprofil wurde bei diesen Messungen an das Pumpprofil angepasst, wodurch eine höhere Verstärkung als in den vorherigen Tests erreicht wurde. Im Langzeittest hat der Relay Imaging Verstärker mit Yb:Glas eine hohe Stabilität gezeigt. Der Verstärkungsfaktor hat über die gesamte Testzeit um maximal zehn Prozent geschwankt. Betrachtet man den Verlauf der Verstärkung gibt es jedoch zwei Auffälligkeiten. Zum Einen gibt es nach zwei Stunden Operation einen kleinen Einbruch in der Verstärkung, zum anderen scheint eine Art Schwingung in der Verstärkung zu liegen. Der Bruch in der Verstärkung ist sowohl in der Verstärkung als auch im Eingangssignal zu sehen, während er im verstärkten Signal nicht so drastisch ausfällt. Als Ursache kann deshalb auf eine Leistungsschwankung oder Dejustierung vor dem Verstärker geschlossen werden. Auffällig und ein weiteres Indiz dafür ist das erhöhte Rauschen des Eingangssignals nach dem Auftreten des Bruchs.

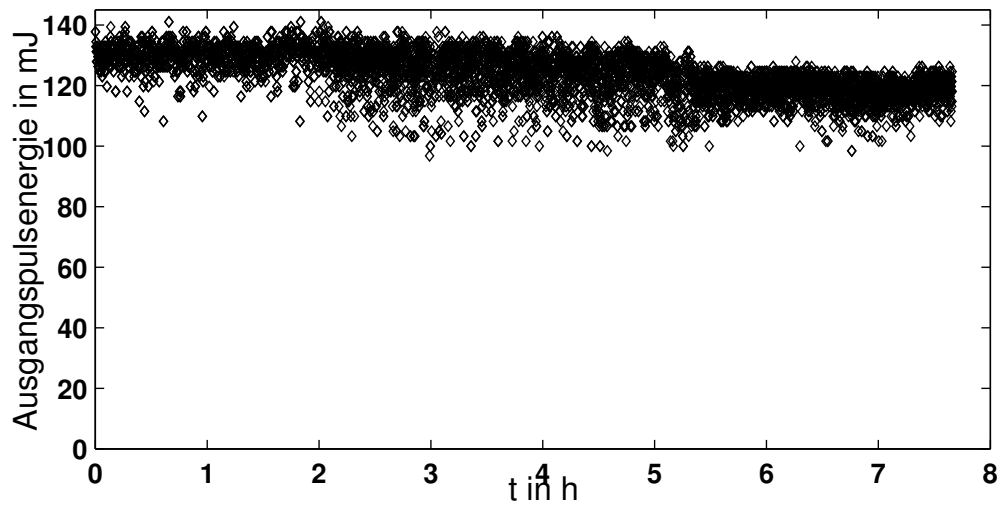
Die Schwingung innerhalb der Verstärkung zeigt ein ähnliches Auftreten wie der Sprung und ist deshalb wahrscheinlich auch auf den Eingangspuls zurückzuführen. Eine genaue Ur-



(a) zeitlicher Verlauf der Eingangspulsenergie



(b) zeitlicher Verlauf der Verstärkung



(c) zeitlicher Verlauf der Ausgangsenergie

Abbildung 40: Ergebnis der Langzeitmessung, Aussetzer durch Versagen des Oszillators rausgeschnitten



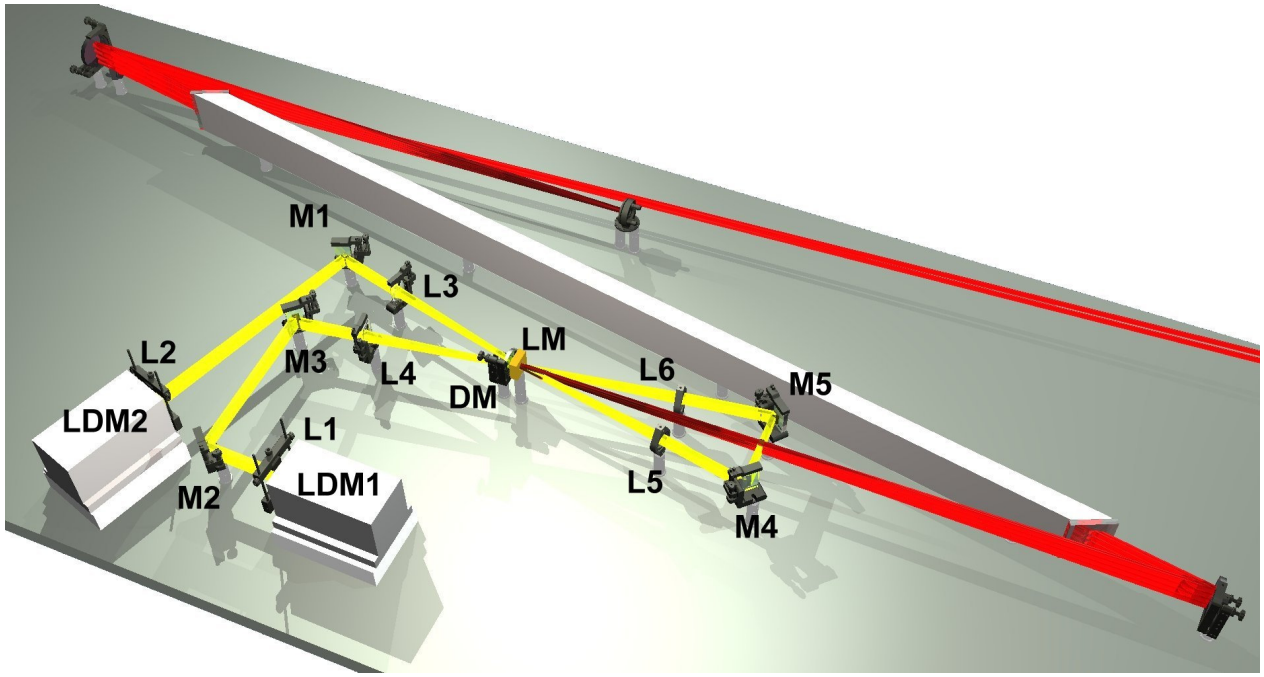


Abbildung 41: Stufe zwei mit dünnem Glas und doppeltem Materialdurchgang des Pumpstrahls, Resonatordesign ist im Vergleich zu Abbildung 36 unverändert

sache für die Periodizität konnte aber bis jetzt nicht ausgemacht werden. Eine mögliche Erklärung dieser Schwankungen wäre eine leichte Fehleinstellung im verwendeten Laserdi-  
odentreiber der ersten Verstärkerstufe. Dies kann zu einem leichten Versatz in der Dauer des  
Pumpimpulses führen, der ein periodisches Verhalten zeigt. Aufgrund der kurzen Lebensdau-  
er von Yb:YAG merkt man schon sehr kleine zeitliche Schwankungen, wenn das Ende des  
Pumpimpulses nicht exakt mit dem ankommenden Laserpuls zusammenfällt.

Da für diesen Test aufgrund von Witterungsbedingungen der Oszillator nicht unter den  
normalen Einstellungen laufen konnte, lief dieser leider nicht über die gesamte Testzeit stabil.  
Ursächlich dafür ist, dass die Temperatur der fasergekoppelten Laserdiode um 3 K erhöht  
werden musste, was einen leichten Versatz im Ausgangsspektrum dieser bedeutet und somit  
die im Lasermaterial absorbierte Energie beeinflusst. Die meisten Schwankungen konnten  
aber durch die erste Verstärkerstufe geglättet werden. Grobe Aussetzer des Oszillators, wie  
das Ausbleiben des Pulses konnten aber nicht korrigiert werden. Für die Auswertung wurden  
diese Schüsse nicht verwendet.

### 12.6.2 Yb:FP-Glas mit 6mm Dicke

Als Alternative zur Verwendung eines Glases, das mit einem Durchgang des Pumpstrahles  
gepumpt wird, wird anschließend ein Glas untersucht mit halber Dicke. Die Pumpoptik muss-  
te deshalb dahingehend angepasst werden, dass nun der Pumpstrahl das Material (LM) zwei  
Mal durchquert, um eine angemessen hohe Absorption zu erreichen (Abb. 41). Positiver Ne-

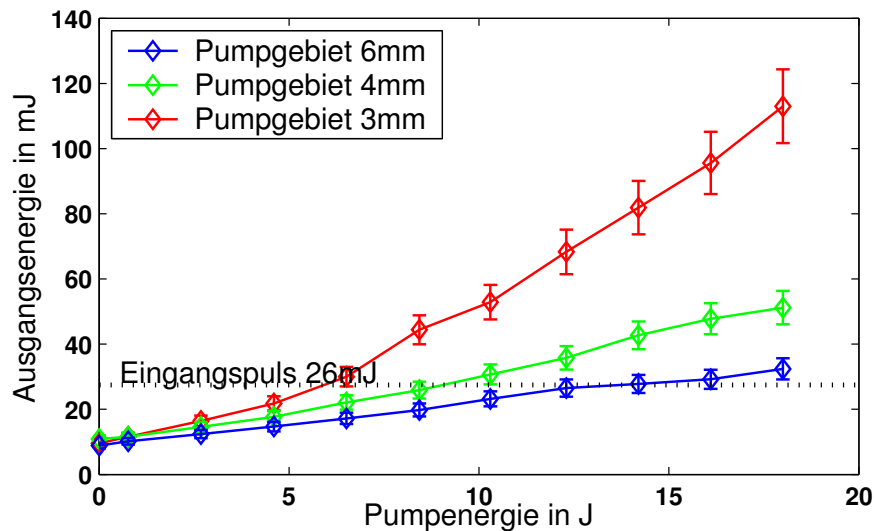


Abbildung 42: Verstärkungsverlauf für ein kurzes Glas

benefekt ist, dass durch diese Art der Anordnung der Pumpe auch beim einseitigen Pumpen ein homogenes Pumpprofil entlang der optischen Achse des Kristalls erreicht wird.

Um eine entsprechende Anordnung zu realisieren, wird mit zwei Diodenmodulen von je 4,5 kW (LDM1 und LDM2) optischer Leistung von einer Seite unter flachem Winkel in das Material gepumpt. Die fokussierende Optik (L1 bis L4) ist unverändert im Vergleich zum Versuch mit dem langen Glas. Zur besseren Kontrollierbarkeit der Position des Pumpgebietes wurde aber zusätzlich in jeden Pumpstrahl mindestens ein Umlenkspiegel (M1 bis M3) eingebaut. Die Rückabbildung des Pumpprofils auf sich selbst erfolgt mit zwei asphärischen Linsen (L5 und L6) der Brennweite 10 cm. Diese sind im Abstand ihrer doppelten Brennweite zum Material so aufgebaut, dass sie die Pumpstrahlen komplett einfangen. Mit zwei Umlenkspiegeln (M4 und M5) hinter den Linsen wird der Strahl über eine Strecke der vierfachen Brennweite der Linsen auf die andere Linse gelenkt. Das zwischen den Spiegeln in doppelter Brennweite zu den Linsen entstehende reale Bild des Pumpgebietes wird somit wieder in das Material auf sich selber abgebildet. Die Abstände sind dabei so gewählt, dass es eine Eins zu Eins Abbildung ist. Das resultierende Pumpgebiet ist leicht länglich.

Für die erreichbare Verstärkung wurden für das dünne Glas verschiedene Pumpgebietgrößen getestet (Abb. 42). Eine adequate Verstärkung konnte jedoch nur für ein Pumpgebiet erreicht werden, welches in etwa die selbe Größe wie das beim dicken Glas hatte. Trotzdem ist die Gesamtverstärkung auch in diesem Fall mit maximal 4,5 deutlich geringer.

Beim Strahlprofil ist zu beobachten, dass dieses sich für hohe Pumpenergien und kleinen Pumpgebietdurchmesser deutlich entlang der schmalen Achse des Pumpgebietes zusammenzieht. Daraus ist zu schließen, dass sich durch die im Vergleich zum langen Glas doppelte Energiedichte innerhalb des Pumpgebietes eine thermische Linse ausbildet. Unter diesen Bedingungen ist ein Erreichen höherer Energien ohne Kompensation der thermischen Linse

undenkbar.

### 12.6.3 Ergebnisse der Experimente zur Verstärkung mittels Yb:FP-Glas bei Raumtemperatur

Für das Lange Glas konnte mit dem Verstärker gezeigt werden, dass dieser Aufbau ein potentieller Kandidat für den Aufbau am POLARIS System ist. Insbesondere die gute Stabilität der Ausgangsenergie und das erreichte Ausgangsstrahlprofil sprechen dafür. Die erreichte Energie entspricht hier aber noch nicht dem gesetzten Ziel. Aufgrund der Reserven zur Erhöhung der Ausgangsenergie mittels höherem Eingangspuls, auf 2,5 ms erhöhte Pumpdauer und Behebung des Leistungsabfalls durch die Laserdiodentreiberelektronik ist das Erreichen der notwendigen Verstärkung sehr wahrscheinlich. Der erreichte Strahldurchmesser von etwa drei mal drei mm reicht bei einer angesetzten Zerstörschwelle von  $3 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$  für eine Ausgangsenergie von etwa 250 mJ, was den geforderten Spezifikationen entspricht.

Das dünne Glas eignet sich für diesen Aufbau nicht, da eine Kompensation der thermischen Linse noch nicht möglich ist. Auch die erreichte Verstärkung ist noch nicht ausreichend.

## 12.7 Experimente bei kryogenen Temperaturen

### 12.7.1 Aufbau

Zur Untersuchung vom Verhalten verschiedener Lasermaterialien bei tiefen Temperaturen innerhalb des Laserresonators muss der verwendete Aufbau erneut angepasst werden. Der Eingangsstrahldurchmesser beträgt nun 5,6 mm (Abb. 43) und ermöglicht aus Sicht der Zerstörschwellen der Materialien Pulsenergien von über einem Joule zu erreichen. Um diesen Strahldurchmesser noch durch die Verstärkeranordnung zu lenken und um den Abmessungen des Kryostaten Rechnung zu tragen, erhöht sich der Öffnungswinkel der Resonatorarme auf etwa  $15^\circ$ . Die Materialdurchgangszahl ist gleichzeitig auf sechs verringert.

Die Pumpeanordnung (Abb. 44) besteht nun aus einem einzelnen Pumpstrahl, der das Material (LM) direkt durch den Pumpspiegel (DM) pumpt. Direktion und Fokussierung des Strahls erfolgt über zwei Spiegel (M1 und M2) und zwei thorische Linsen (L1 und L2). Die Größe des Pumpgebietes ist mit 5,5 mm auf den Strahldurchmesser angepasst. Die erreichten Pumpintensitäten sind jetzt mit knapp  $15 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$  deutlich geringer als bei Raumtemperatur. Bei Raumtemperatur ist für diese Intensität außer bei Yb:YAG bei keinem der hier beschriebenen Laserkristalle eine nennenswerte Verstärkung zu erwarten.

### 12.7.2 Yb:CaF<sub>2</sub>

Für erste Tests stand aus einer Charge von Yb:CaF<sub>2</sub> ein beschichteteter Kristall mit einer Länge von 2 cm und einem Durchmesser von 2,8 cm zur Verfügung. Nach dem Einbau in den

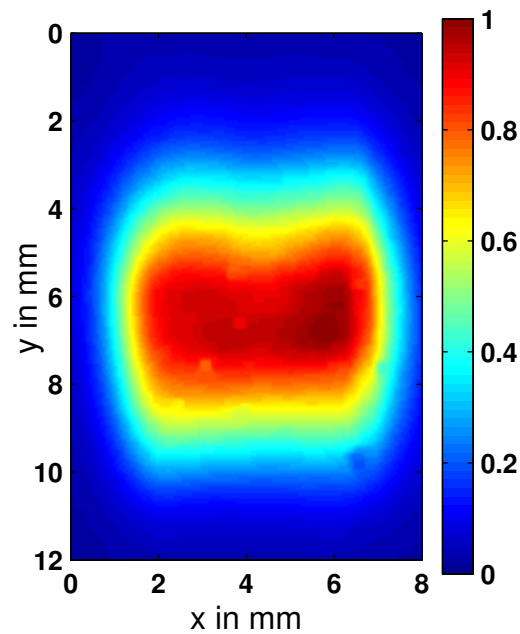


Abbildung 43: Pumpprofil für den Kryobetrieb

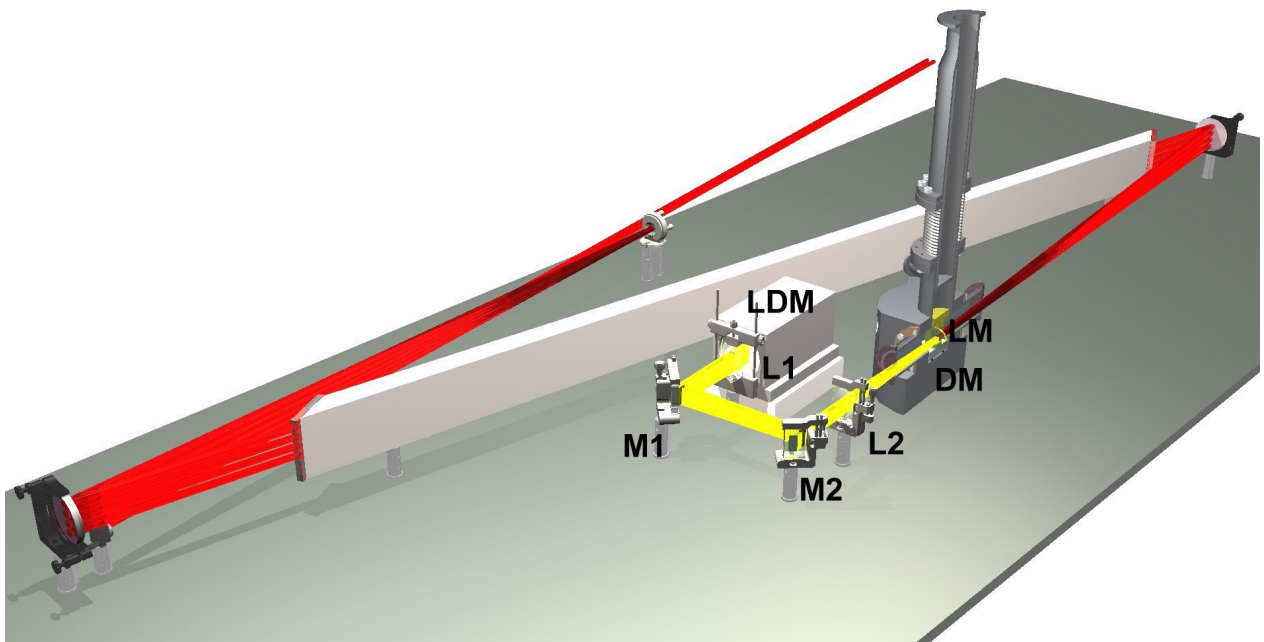


Abbildung 44: Aufbau des Verstärkers mit eingebautem Kryostaten und aktualisierter Pump-  
panordnung, Resonatordesign ist im Vergleich zu Abbildung 36 bis auf den erhöhten Auf-  
spaltungswinkel unverändert

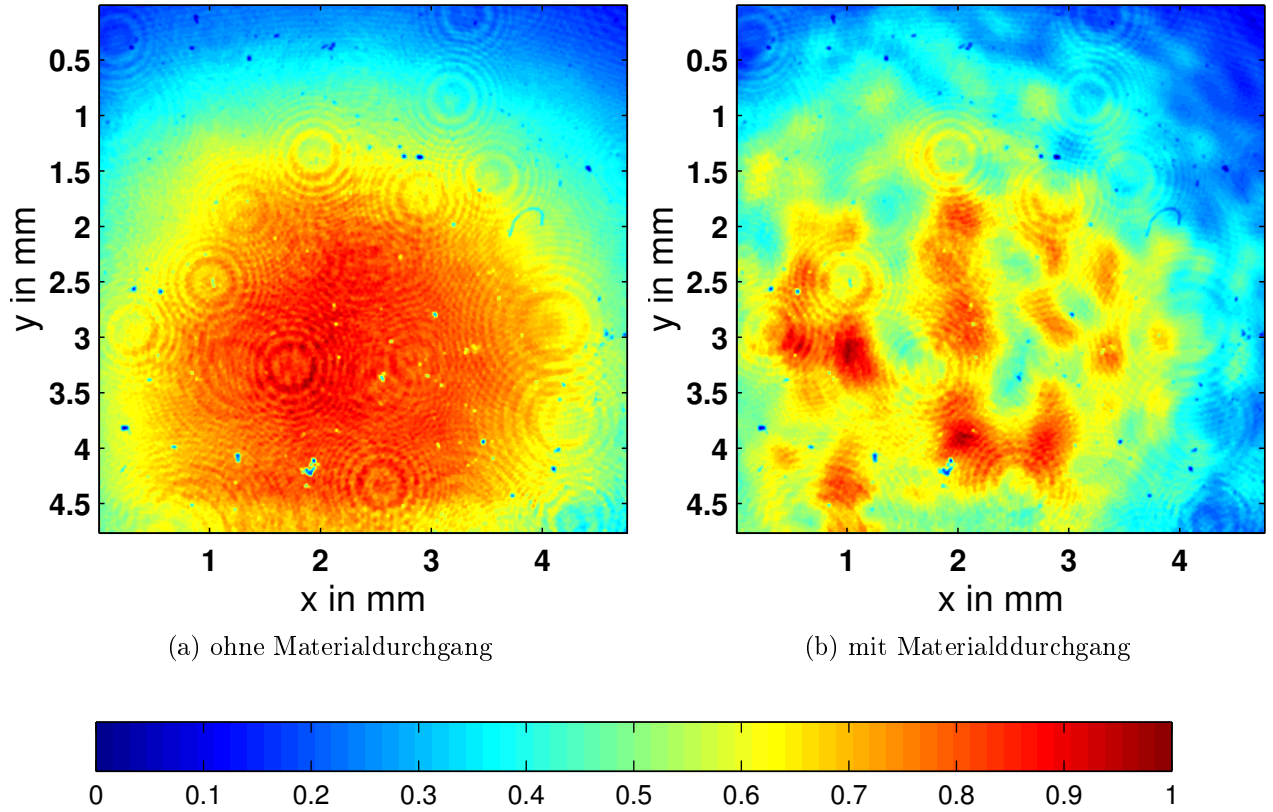


Abbildung 45: transmittiertes Strahlprofil der Stufe eins im Einfachdurchgang durch den beschichteten Yb:CaF<sub>2</sub> Kristall, zum Vergleich ohne Materialdurchgang

Verstärker war das am Ausgang des Verstärkers zu beobachtende Strahlprofil nicht mehr als ein zusammenhängender Strahl zu identifizieren.

Um die Ursache hierfür zu identifizieren wurde der aufgeweitete Strahl der Stufe 1 einmal mit und einmal ohne Durchgang durch den Kristall aufgenommen (Abb. 45). Das Resultat zeigt eindeutig, dass dieser von so schlechter Qualität ist, dass die Phasenfront beim Durchgang durch das Material bereits im Einfachdurchgang komplett zerstört wird.

Der Versuch, trotz des zerstörten Strahlprofils zu verstärken, brachte keine nennenswerte Verstärkung. Die Ursache hierfür ist aber im Strahlprofil zu suchen.

Die Überprüfung weiterer Kristalle der vorhandenen Charge, die noch unbeschichtet sind, zeigen die selben Ergebnisse. Teilweise können Schlieren innerhalb der Kristalle mit bloßen Augen identifiziert werden. Ohne neue Kristalle, die deutlich homogener sind, ist deshalb eine Verstärkung mittels kryogener Kühlung für Yb:CaF<sub>2</sub> innerhalb der hier beschriebenen Verstärkerstufe ausgeschlossen.

Für die zukünftige Weiterentwicklung Yb:CaF<sub>2</sub> basierter Lasersysteme ist die Entwicklung einer sicheren Produktion hochwertiger Kristalle entscheidend. Die Beschichtung der Kristalle hat während der Abkühlung auf -150 °C keine sichtbaren negativen Veränderungen gezeigt.

### 12.7.3 Yb:FP-Glas

Ein weiterer Test zur Verstärkung von Pulsen bei kryogenen Temperaturen wurde mit Yb:Glas der Dicke 1,3 cm durchgeführt. Das transmittierte Strahlprofil war in diesem Fall bis auf einen leichten Astigmatismus unverändert. Während der Abkühlungsphase konnte beobachtet werden, wie das Material ausbleicht. Es scheint sich, ähnlich wie bei Yb:CaF<sub>2</sub> und Yb:YAG, ein Vierniveauschema auszubilden. Bei einer Temperatur von -150°C konnte eine Resttransmission von über 75% des Eingangsstrahles gemessen werden. Bei Raumtemperatur liegt diese für ein dickes Glas bei knapp 45% bei sechsfachem Durchgang (errechnet aus achtfachem Durchgang).

Der anschließende Verstärkungstest zeigte für volle Pumpenergie von 9J mit einer Pumpulsdauer von 2ms einen Gesamtverstärkungsfaktor von 1,5. Im Vergleich zur Verstärkung bei Zimmertemperatur ist das ein deutlicher Anstieg, da hierfür eine ähnliche Pumpintensität ein mehr als dreimal kleineres Pumpprofil und zwei Materialdurchgänge benötigt wurden.

Es konnte gezeigt werden, dass der Verstärkungsfaktor von Yb:Glas für kryogene Temperaturen bei niedrigen Pumpintensitäten deutlich ansteigt und eine Laseroperation mit angepassten Parametern möglich ist. Ein direkter Vergleich mit berechneten Werten zum Verstärkungsverhalten von Yb:FP-Glas bei tiefen Temperaturen ist aufgrund fehlender Werte für die Wirkungsquerschnitte an dieser Stelle nicht möglich.

## 13 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung und Erprobung neuer Techniken für den Einsatz an diodengepumpten Hochleistungslasern auf Basis von  $\text{Yb}^{3+}$ -dotierten Lasermedien. Hierzu war der Aufbau eines dreistufigen Lasersystems vorgesehen. Als Lasermedien wurden hierbei Yb:YAG, Yb:Glas und Yb: $\text{CaF}_2$  näher untersucht. Zusätzlich zum Einsatz bei Raumtemperatur erfolgten Untersuchungen von Yb:FP-Glas und Yb: $\text{CaF}_2$  bei kryogenen Temperaturen im Bereich von  $-150^\circ\text{C}$ .

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine numerische Simulation in Matlab geschrieben, die in der Lage ist, den Laserprozess für die hier beschriebenen aktiven Medien anhand von Materialparametern und angestrebtem Aufbau zu untersuchen. Anhand dieser Simulation können Aussagen über die Dimensionierung des Materials bezüglich Dicke und Dotierungsgrad und Aussagen über die mit einem bestimmten Aufbau im Optimum erreichbaren Parameter und deren Reaktion auf Veränderungen am Aufbau wie der Materialdurchgangszahlen, Pumpanordnung oder des Strahldurchmessers.

Im Vergleich mit dem im realen System beobachteten Verhalten der Ausgangsparameter in Abhängigkeit, z.B. von der Pumpintensität, konnte eine gute Übereinstimmung mit den in der Simulation ermittelten Ergebnissen erzielt werden.

Aus den numerischen Simulationen ist ersichtlich geworden, dass jedes der verwendeten Lasermaterialien unterschiedliche Ansprüche für den Einsatz innerhalb eines Lasersystems stellt. Yb:YAG weist mit Faktor 3 einen im Vergleich zu den anderen Lasermaterialien bei moderaten Pumpintensitäten von  $30 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$  und Pumpdauer gleich Lebensdauer fast doppelt so hohen Verstärkungsfaktor im Einzeldurchgang auf. Für den praktischen Aufbau von Lasersystemen bedeutet dies, dass die Anzahl der Materialdurchgänge wesentlich geringer gehalten werden kann. Bei einer Temperatur von 100 K für Yb: $\text{CaF}_2$  zeigten die Berechnungen ein deutliches Ansteigen der Verstärkung auf etwa 2,5 für dieselben Intensitäten.

Für den Aufbau eines auf kryogene Kühlung ausgelegten Laserverstärkers lässt sich somit aus den Ergebnissen der Simulation schlussfolgern, dass mit einer reduzierten Pumpfluenz die selbe Energie extrahiert werden kann, wie bei einem entsprechenden System bei Raumtemperatur.

Die Simulation der Pumpeffizienz lieferte für Yb:YAG und Yb: $\text{CaF}_2$  bei Raumtemperatur ähnliche Werte von gut 30% für eine Pumpintensität von  $30 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ , wobei die Pumpdauer gleich der Lebensdauer des Materials angenommen wurde. Bei Yb:FP-Glas war die erreichbare Effizienz mit ca. 40% am höchsten. Für kleinere Pumpintensitäten nimmt diese für alle Materialien ab. Ein deutlicher Sprung in der Pumpeffizienz ergab sich für auf 100 K gekühltes Yb: $\text{CaF}_2$ . Die erreichbare Effizienz stieg hier auf etwa 55%. Entgegen den Ergebnissen bei Raumtemperatur ist zudem eine annähernde Konstanz der Effizienz bis etwa  $10 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

Ein Erreichen der beschriebenen Pumpeffizienzen ist jedoch nur bei ausreichender Zer-

störschwelle der Materialien möglich. Die Bestimmung dieser Schwellen stellte deshalb einen wichtigen Punkt innerhalb dieser Arbeit dar.

Zerstörschwellenmessungen wurden für Yb:CaF<sub>2</sub> in zwei verschiedenen Aufbauten durchgeführt. Im ersten Versuch wurden Absolutwerte für die Zerstörschwellen bei 1064 nm, einer Pulslänge von 3ns und einem Strahldurchmesser von ca. 250 µm ermittelt. Es wurden Yb:CaF<sub>2</sub> - Proben von verschiedenen Herstellern untersucht, einmal mit und einmal ohne Beschichtung. Zum Vergleich diente eine CaF<sub>2</sub> Probe und eine BK7 Probe. Die ermittelten Zerstörschwellen lagen für die dotierten Proben mit einer Fluenz von ca. 8 J·cm<sup>-2</sup> etwas unter der von reinem CaF<sub>2</sub> und BK7 mit gut 15 J·cm<sup>-2</sup>.

Im zweiten Versuch wurden mit dem Strahl der ersten Verstärkerstufe, welche im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde, Messungen innerhalb des Kryostaten durchgeführt, die zeigen sollten, ob es bei Yb:CaF<sub>2</sub> eine Skalierung der Zerstörschwellen mit der Temperatur gibt. Die Pulsdauer betrug bei diesen Messungen 6,7 ns und die Wellenlänge 1030nm. Der Fokussdurchmesser ist aufgrund der schärferen Fokussierung kleiner, als beim Aufbau mit dem Infinity Laser. Messungen wurden bei Raumtemperatur und bei -150°C durchgeführt. Als Vergleichsprobe diente Quarzglas bei Raumtemperatur. Eine temperaturabhängige Veränderung der Zerstörschwellen war im Versuch nicht festzustellen. Die ermittelten Zerstörschwellen waren im Vergleich zu den im ersten Versuch ermittelten Werten mit etwa 60 J·cm<sup>-2</sup> deutlich erhöht. Durch Skalierung der Zerstörschwellen entsprechend der Pulsdauer und des Strahldurchmessers wurde eine Bestätigung der Werte im Vergleich mit der anderen Messung erreicht.

Da die Messungen gezeigt haben, dass die Zerstörschwelle von Yb:CaF<sub>2</sub> nicht temperaturabhängig ist, gibt es diesbezüglich keine Vorbehalte für einen Einsatz dieses Materials bei kryogenen Temperaturen. Dass die Schadstellen bei tiefen Temperaturen kleiner ausfallen als bei Raumtemperatur, ist ein begünstigender Effekt.

Um Aufschluss darüber zu erhalten, in wie weit die verschiedenen Lasermaterialien innerhalb eines Verstärkersystems eingesetzt werden können, wurden wellenlängenabhängige Verstärkungsmessungen für Yb:YAG, Yb:FP-Glas und Yb:CaF<sub>2</sub> durchgeführt. Yb:YAG zeigte in diesem Experiment die größte Verstärkung, aber auch die größte Wellenlängenabhängigkeit. Das Verstärkungsmaximum wurde bei 1030 nm gemessen. Bei Abweichungen von diesem Maximum ist ein starkes Abfallen der Verstärkung festzustellen. Für die anderen Medien wurden spektral sehr homogene Verstärkungsprofile ermittelt.

Für Experimente bei kryogenen Temperaturen ist ein Kryostat mit passenden Kristallhalter entwickelt worden. Mit diesem ist es möglich, Proben auf -150 - 160°C kontrolliert zu kühlen. In einem Vorexperiment wurde untersucht, inwiefern eine Skalierung des Wärmeeintrags in Yb:CaF<sub>2</sub> durch das optische Pumpen mit der Temperatur vorliegt. Mit einer Umwandlung von etwa 40% der im Material gespeicherten Energie in Wärme konnte keine Abhängigkeit gefunden werden.

Der Hauptteil dieser Arbeit bestand im Aufbau eines dreitufigen Lasersystems. Die ersten



beiden Stufen bauen auf bereits vorhandenen Laserverstärkern auf und wurden entsprechend den Anforderungen für einen verlässlichen Betrieb modifiziert und weiterentwickelt. Mit den ersten beiden Stufen wurde eine stabile Ausgangsenergie von 100 mJ bei 1 Hz Folgefrequenz erreicht. Das Ausgangsstrahlprofil ist homogen und annähernd gaußförmig.

Mit dem Aufbau der dritten Stufe wurde ein Relay Imaging Verstärker realisiert. Für den Einsatz am POLARIS - System wurden zwei verschiedene Laserglaser getestet.

Zuerst kam ein Yb:FP-Glas mit einer Dicke von 1,3 mm zum Einsatz. Für ein möglichst homogenes Pumpprofil wurde der Aufbau so gewählt, dass ein beidseitiges Pumpen des aktiven Mediums realisiert werden konnte. Erreicht wurde eine Verstärkung des Eingangspulses um Faktor 6. Das Ausgangsstrahlprofil war homogen und bildete das Pumprofil ab. Die Maximalenergie betrug 160 mJ.

Im anschließenden Langzeittest über 8 h bei 0,2 Hz Repetitionsrate betrug die Schwankung der Verstärkung maximal  $\pm 10\%$ .

Als Nächstes wurde ein Glas mit der halben Dicke eingesetzt. Die Pumpanordnung wurde so umgestaltet, dass nur noch einseitig gepumpt wurde und ein doppelter Materialdurchgang des Pumpstrahls erfolgte. Die ermittelte Verstärkung blieb mit maximal 4,5 deutlich unter dem im vorigen Teil erreichten. Als weiteres Problem stellte sich die Herausbildung einer thermischen Linse heraus, die das Zusammenziehen des Strahls in der Horizontalen bewirkte. Deshalb ist diese Variante nicht für POLARIS tauglich.

Für den Einsatz am POLARIS - System kommt somit ausschließlich die Variante mit dem dicken Glas in Frage. Diese wird in nächster Zeit am POLARIS System entsprechend dem in dieser Arbeit demonstrierten Aufbau mit den Parametern der POLARIS - Pulse getestet und in die Verstärkerkette eingegliedert werden. Dieser Verstärker wird die Leistungsreserven des POLARIS Systems deutlich erhöhen und so zu einer besseren Stabilität der erzeugten Ausgangsenergie im Langzeitbetrieb führen, was eine deutliche Verbesserung der Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit darstellt.

Ausgehend von eigenen Simulationen sollte eine höhere Effizienz der Laserverstärker bei tiefen Temperaturen möglich sein. Durch Einbau eines Kryostaten zur Kühlung der Lasermaterialien auf -150 bis -160 °C konnten Experimente unter derartigen Bedingungen für Yb:CaF<sub>2</sub> und Yb:FP-Glas durchgeführt werden. Mit Yb:CaF<sub>2</sub> war keine erfolgreiche Verstärkung aufgrund der schlechten Qualität der vorhandenen Kristalle unmöglich. Untersuchungen zeigten, dass das Strahlprofil bereits bei einmaligem Materialdurchgang zerstört wurde. Für Glas wurde eine geringe Verstärkung von Faktor 1,5 erreicht. Da eine sehr geringe Pumpintensität von  $10 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$  verwendet wurde, ist dies im Vergleich zu Raumtemperatur wo bei analogen Bedingungen keine Verstärkung erreicht wurde eine deutliche Erhöhung und somit eine Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen.

Für die weitere Entwicklung von Lasern auf Basis von Yb:CaF<sub>2</sub> ist es nach den Ergebnissen dieser notwendig, Kristalle in höherer Qualität herzustellen, da die vorhandenen Kris-

talle aufgrund der Zerstörung des Strahlprofils für den Einsatz innerhalb eines Lasersystems ungeeignet erwiesen haben. Die Vorexperimente und die Simulation zeigen vielversprechende Ergebnisse zum Einsatz dieses Materials im Rahmen eines kryogekühlten Hochleistungslaserverstärkers. Analog hat sich im Test gezeigt, dass auch Yb:FP-Glas bei tiefen Temperaturen seine Verstärkungseigenschaften verbessert. Für genauere Aussagen sind noch weitere Untersuchungen zur Entwicklung der Wirkungsquerschnitte und der Zerstörschwellen bei tiefen Temperaturen von Nöten.

## Teil IV

# Anhang

## 14 Formelzeichen

$a$	Absorptionskoeffizient
$\alpha$	Winkel
$A, B, C, D$	Matrixelemente
$\beta$	Inversion
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$c_{\dots}$	Wärmekapazität pro Masse
$C$	Wärmekapazität
$d$	Abstand
$f$	thermische Besetzungswahrscheinlichkeit
$\gamma$	Volumenausdehnungskoeffizient
$\eta$	Wirkungsgrad
$F$	Fluenz
$h$	planksches Wirkungsquantum
$h_{\dots}$	Schrittweite
$I$	Intensität
$\kappa$	Kompressionsmodul
$L$	Länge
$\lambda$	Wellenlänge
$\Lambda$	Wärmeleitfähigkeit
$n$	Brechungsindex
$N$	Teilchendichte

$\phi$	elektromagnetische Flussdichte
$Q$	Wärme / Energie
$r$	Radius
$R$	Pumprate
$S$	Zerstörspannung
$\sigma$	Wirkungsquerschnitt
$t$	Zeit
$\tau$	Zeitdauer
$x,y$	Koordinaten senkrecht zur optischen Achse
$z$	Koordinaten parallel zur optischen Achse

**Tiefsetzungen**

a	Absorption
ap	Absorption auf Pumpwellenlänge
b	am Begin
c	Zentrum
D	zerstörend
dot	Dotierung
e	Emission
f	Fluoreszenz
g	gesamt
l	laser
m	schmelz
min	minimal
max	maximal

n	laufender Index
o	oberes Niveau
p	Pumpe
s	Strahl
sat	Sättigung
t	zeitliche Richtung
T	Temperatur
u	unteres Niveau
v	verweil
W	Wärme
z	in z - Richtung

## 15 Abkürzungen

BD/SF	Strahlfalle
D	Detektor
DM	dichroitischer Spiegel (Bandpass)
FCD	fasergekoppelte Laserdiode
FR	Farraday Rotator
HWP/LHP	Lambdahalbe - Platte
GP	Glasplatte
L	Linse
LDM	Laserdiodenmodul
LM	Lasermaterial
M	Spiegel
MOP	Wellenplatte höherer Ordnung

PC	Pockelszelle
PP	Prismenpolarisator
QWP	Lambdaviertel - Platte
SM	sphärischer Spiegel
TFP	Dünnschichtpolarisator
VT	Verfahrtisch

## 16 Matlab Codeauszug zur Inversionsberechnung

```
function dbeta = dbeta_dt(R, beta)

% this function calculates a specific change of the Inversion per time for

% a given Pumpingrate and a given Inversion at a specific point in the lasermaterial

global beta_max tau_f;

dbeta = R * (beta_max - beta) - beta / tau_f;


function dR = dRate_dz(R, beta, N_dop)

% this function calculates a specific change of the Pumpingrate per length for

% a given Pumpingrate, a given Inversion, and a given doping concentration at

% a specific time.

global beta_max delta_a_pump;

dR = -alpha(N_dop, delta_a_pump) * (beta_max - beta) * R;


function erg = calc(t_max, t_steps, z_max, z_steps, N_dop, I_p_in)
```

```

%calculates time dependend Inversion up to a length of z_max and a time of t_max,

%temporal and spacial resolutiopn is given by t_steps and z_steps,

%incoming Intensity is given by I_p_in, doping concentration by N_dop

%init matrices for inversion and pumping rate

beta = zeros(t_steps, z_steps);

R = zeros(t_steps, z_steps);

%set known initial values for beta: are set due to init of matrice for

% beta(t=0, z)

%init external variables

global I_sat tau_f trapez beta_max delta_a_pump tau_f;

db_dt = zeros(1,z_steps);

double z_stepw;

double t_stepw;

z_stepw = z_max / z_steps; t_stepw = t_max / t_steps;

% begin calculation

% init R(:, 1) for special Intensity

R(:,1) = I_p_in / (I_sat * tau_f);

for ts = 1:(t_max/t_stepw-1)

% loop calculates beta for different times

for zs = 1:(z_max / z_stepw - 1)

% loop calculates R for specific time

R(ts, zs + 1) = R(ts, zs) * (1 - z_stepw / 2 * alpha(N_dop, delta_a_pump) * (beta_max - beta(ts, zs))) / (1 +
z_stepw / 2 * alpha(N_dop, delta_a_pump) * (beta_max - beta(ts, zs+1)));

beta(ts + 1, zs) = (beta(ts, zs) * (1 - t_stepw / 2 * (R(ts, zs) + 1 / tau_f)) + t_stepw * beta_max * R(ts,
zs)) / (1 + t_stepw / 2 * (R(ts, zs) + 1 / tau_f));

end

db_dt = dbeta_dt(R(ts, length(beta(1,:))), beta(ts, length(beta(1,:))));

beta(ts+1, length(beta(1,:))) = beta(ts, length(beta(1,:))) + db_dt * t_stepw;

end

erg = beta;

```

## Literatur

- [1] *Metals Handbook*. The American Society for Metals, 1948.
- [2] *Das große Tafelwerk*. Volk und Wissen, 1999.
- [3] Thermal and mechanical properties of brass. <http://www.yutopian.com/Yuan/prop/Brass.html>, 2000.
- [4] Calcium fluoride  $\text{CaF}_2$  physical and chemical properties. Technical report, Corning Inc, Oktober 2003.
- [5] Kapton-heizfolien. Technical report, Telemeter Electronic GmbH, 2008.
- [6] M. Jacquemet A. Lucca, G. Debourg. High-power diode pumped  $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$  femtosecond laser. *Optics Letters*, pages 2767 – 2769, 2004.
- [7] A. J. Bayramian C. Bibeau. Initial operation of the mercury laser - a gas cooled, 10 hz,  $\text{Yb}^{3+}:\text{S-FAP}$  system. In *Solid State Lasers XIII: Technology and Devices*, pages 244 – 250. SPIE, 2004.
- [8] M. Siebold C. Wandt, S. Klingebiel. Generation of 220 mj nanosecond pulses at a 10 hz repetition rate with excellent beam quality in a diode-pumped  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  mopa system. *Opt. Lett.*, 33(10):1111–1113, 2008.
- [9] Coherent. *Infinity*.
- [10] M. Dunne. Technical background and conceptual design report, 2007.
- [11] Axel Fleischer Hans-Joachim Eichler. *Bergmann - Schaefer Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3: Optik*. Walter de Gruyter, 1993.
- [12] International Standart Organization (ISO). Laser and laser-related equipment - determination of laser-induced damage threshold of optical surfaces - part 1: 1-on-1 test, 2000.
- [13] P. Camy J. Boudeile, J. Didierjean. Thermal behaviour of ytterbium-doped fluorite crystals under high power pumping. *Opt Express*, 16(14):10098–109, 2008.
- [14] G. Bourdet J.-C. Chanteloup, H. Yu. Overview of the lucia laser program: towards 100 joules, nanosecond pulses, kw averaged power, based on ytterbium diode pumped solid state laser. In *Solid State Lasers XIV: Technology and Devices*, pages 105 – 116. SPIE, 2005.



- [15] H.J. Eichler J. Eichler. *Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendung*. Springer-Verlag, 2003.
- [16] Th. Töpfer J. Hein, S. Podleska. Polaris - a compact, diode-pumped laser system in the petawatt regime. *Frontiers in Optics*, page MB4, 2003.
- [17] Jörg Körner. Zerstörschwellenmessung. Zusatzversuch im Fortgeschrittenenpraktikum, 2008.
- [18] Lawrence Livermore National Laboratory. *Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses*, 1995.
- [19] C. Wandt M. Siebold, S. Klingebiel. Diode-pumped ytterbium-based chirped-pulse amplifier. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, volume 7131 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 2008.
- [20] C. Wandt S. Klingebiel M. Siebold, J. Hein. High-energy, diode-pumped, nanosecond yb:yag mopa system. *Opt. Express*, 16(6):3674–3679, 2008.
- [21] R. Bödefeld M. Siebold, M. Hornung. High-energy, diode-pumped laser amplification in yb:caf2 and yb:srf2. *Advanced Solid-State Photonics*, page WB29, 2009.
- [22] R. Boedefeld M. Siebold, M. Hornung. Terawatt diode-pumped yb:caf2 laser. *Opt. Lett.*, 33(23):2770–2772, 2008.
- [23] Mathworks. *Matlab 7 Function Reference*, 2009.
- [24] E. Mix. *Kristallzüchtung, Spektroskopie und Lasereigenschaften Yb-dotierter Sesquioxide*. PhD thesis, Universität Hamburg, 2001.
- [25] U. Schramm J. Koerner M. Siebold, M. Loeser. High-efficiency, room-temperature nanosecond yb:yag laser. *Optical Society of America*, 2009.
- [26] Dr. R. Paschotta. Encyclopedia of laser physics and technology. <http://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html>, 05 2009.
- [27] A. Yoshida S. Pearce, R. Yasuhara. Efficient generation of 200 mj nanosecond pulses at 100 hz repetition rate from a cryogenic cooled yb:yag mopa system. *Optics Communications*, 2009.
- [28] Mathias Siebold. *Hochrepetierende, diodengepumpte Festkörperlaserverstärker für den Ultrakurzpulsbereich*. PhD thesis, Friedrich - Schiller - Universität Jena, 2006.

- [29] Mathias Siebold. persönlicher Kontakt, 2009.
- [30] Glen A. Slack. Thermal conductivity of  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{MgF}_2$ ,  $\text{CoF}_2$ , and  $\text{ZnF}_2$  crystals. *Phys. Rev.*, 122(5):1451–1464, Jun 1961.
- [31] M. Sparks. NBS Spec. Pub. 435 p 331, 1975.
- [32] SPIE. *Laser Induced Damage Measurement: Problems of Scaling*, 1998.
- [33] Markus Töpfer. *Diodengepumpte Hochleistungslaser*. PhD thesis, Friedrich - Schiller - Universität Jena, 2001.
- [34] Roger M Wood. *Laser-Induced Damage of Optical Materials*. Series in Optics and Optoelectronics. IOP Publishing Ltd, 2003.

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die das Gelingen dieser Arbeit möglich gemacht haben.

Gedankt sei allen MitarbeiterInnen des Institutes für Optik und Quantenelektronik der Friedrich - Schiller Universität Jena für zahlreiche interessante Diskussionen und die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Mein besonderer Dank gilt:

Meinen Eltern, die immer ein offenes Ohr für mich hatten.

Prof. Kaluza für die Vergabe des Diplomthemas.

Dr. Hein für die Betreuung meiner Arbeit und zahlreiche Diskussionen für die Weiterentwicklung von Ideen.

Markus Wolf und Dr. Siebold für zahlreiche Anregungen und tatkräftige Hilfe im Labor.

Fredrik Kronhamn für die Hilfe in Softwarefragen.

Dr. Uschmann für das zur Verfügungstellen des Kryostaten.

Den Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt für die Entwicklung der Elektronik für die Steuerung der Heizfolien.

Allen Mitarbeitern der Mechanikwerkstatt, ohne die der Umbau des Kryostaten nicht möglich gewesen wäre.

Dr. Schmidl für die Beratung bei der Entwicklung des Kryoprobenhalters.

## Erklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Jena, den . . . . .

Jörg Körner

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, den . . . . .

Jörg Körner